

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЭФФЕКТИВНОГО КОЭФФИЦИЕНТА РАЗМНОЖЕНИЯ НЕЙТРОНОВ МЕТОДАМИ ИМПУЛЬСНОГО СТАТИСТИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА

В.А. Дулин

Обнинский институт атомной энергетики, г. Обнинск



Предложен подход для учета влияния пространственного положения детектора на измеряемую величину постоянной спада нейтронной плотности и другие параметры точечной модели кинетики в экспериментах с использованием импульсного источника нейтронов для подкритических размножающих сред.

Вместо уравнения, сопряженного однородному условно-критическому уравнению для потока, используется сопряженное по отношению к скорости счета такого детектора неоднородное уравнение. Полученные результаты могут быть полезными при анализе экспериментов по определению времени жизни нейтронов и для вычисления пространственного Дайвен-фактора при измерении методом росси-альфа эффективного коэффициента размножения нейтронов – в особенности для глубоко подкритических состояний размножающих сред с источником нейтронов.

Определение величины подкритичности размножающих сред с использованием периодического импульсного источника известно давно. Информация о величине коэффициента размножения нейтронов k получается обычно из сравнения величины интегралов счета мгновенных и запаздывающих нейтронов в зарегистрированном временном анализатором их временном распределении.

Сравнительно недавно для определения k стали использоваться методы импульсной камеры со слоем Cf-252 [1] и росси-альфа с известным источником спонтанных делений [2]. Это стало возможным после выяснения природы непостоянства некоррелированного фона в области коррелированной части временного распределения и получения количественных поправок для обоих этих методов при учете этого непостоянства [1, 3]. Такие поправки позволили для определения подкритичности в этих методах использовать интегралы только мгновенных нейтронов от счета коррелированных и случайных совпадений.

Метод импульсной камеры со слоем Cf-252 прост с точки зрения интерпретации результатов измерений, однако мало пригоден для определения величины глубоких подкритических состояний.

Метод росси-альфа с известным источником спонтанных делений гораздо лучше подходит для этого, однако требует введения расчетных поправок.

Поскольку вся информация о размножающих свойствах среды поступает от исполь-

зующегося детектора нейтронов, рассмотрим, как связана скорость его отсчетов со скоростью делений в подкритическом реакторе с источником нейтронов.

СТАЦИОНАРНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В стационарном случае поток нейтронов в реакторе с источником описывается неоднородным уравнением

$$\chi \hat{F} \varphi - \hat{L} \varphi + q(x) = 0. \quad (1)$$

Здесь $\chi \hat{F} \varphi$ - плотность потока нейтронов, рождающихся в единице объема от делений размножающей среды; $\hat{L} \varphi$ - плотность потока исчезающих (из-за поглощения, замедления и утечки) нейтронов и $q(x)$ - плотность внешних источников нейтронов. Конкретный вид операторов рождения и исчезновения для дальнейшего изложения несущественен.

Уравнение, сопряженное условно-критическому уравнению для потока, имеет вид

$$\frac{1}{k} \hat{F}^+ \chi \varphi_k^+ - \hat{L}^+ \varphi_k^+(x) = 0, \quad (2)$$

где x - все переменные (углы, координаты и энергия) и k - собственное значение уравнения (эффективный коэффициент размножения нейтронов).

Как известно, в силу сопряженности $\chi \hat{F}$ и $\hat{F}^+ \chi$, \hat{L} и \hat{L}^+ справедливы равенства:
- для коэффициента размножения ($\langle \rangle$ - символ интегрирования по всем x)

$$k = \frac{\langle \varphi_k^+ \chi \hat{F} \varphi \rangle}{\langle \varphi_k^+ \chi \hat{F} \varphi \rangle + \langle \varphi_k^+ q \rangle}; \quad (3)$$

- для скорости исчезновения нейтронов

$$\langle \varphi_k^+ \hat{L} \varphi \rangle = \langle \varphi_k^+ (\chi \hat{F} \varphi + q) \rangle = \frac{\langle \varphi_k^+ q \rangle}{1 - k}. \quad (4)$$

Скорость счета "идеального" (см. далее) детектора с эффективностью ϵ_k связана как с делениями ядер среды, так и с нейтронами источника:

$$C_k = \epsilon_k \langle \varphi_k^+ (\chi \hat{F} \varphi + q) \rangle = \frac{\epsilon_k \langle \varphi_k^+ q \rangle}{1 - k}. \quad (5)$$

Если детектор неидеальный, т.е. расположен в некоторой ограниченной области W , то ценность регистрируемых им нейтронов φ^+ не равна ценности нейтронов φ_k^+ , "регистрируемых" реактором. Сопряженное уравнению (1) (по отношению к скорости счета такого детектора) неоднородное уравнение (см., например, [4], с.201) есть

$$\hat{F}^+ \chi \varphi^+ - \hat{L}^+ \varphi^+ + \sigma(x) = 0; \quad \sigma(x) = \begin{cases} \sigma_d(E), & x \in W \\ 0 & \text{иначе} \end{cases}. \quad (6)$$

Из уравнений (1) и (6) и сопряженности $\chi \hat{F}$ и $\hat{F}^+ \chi$, \hat{L} и \hat{L}^+ вытекает:

$$\langle \varphi \sigma \rangle = \langle \varphi^+ q \rangle \quad (7)$$

$$\langle \varphi^+ \hat{L} \varphi \rangle = \langle \varphi^+ (\chi \hat{F} \varphi + q) \rangle \quad (8)$$

$$C = \epsilon \langle \varphi^+ (\chi \hat{F} \varphi + q) \rangle. \quad (9)$$

Такая скорость счета не совпадает с C_k из (5).

Напомним смысл понятия “идеальный” детектор. Как известно, уравнение (2) можно представить как

$$\hat{F}^+ \chi \varphi_k^+ - \hat{L}^+ \varphi_k^+(x) + \left(\frac{1}{k} - 1 \right) \hat{F}^+ \chi \varphi_k^+ = 0.$$

Оно точно совпадает с (6), если предположить, что сечением $\sigma(x)$ “идеального” детектора является сечение рождения нейтронов $\nu \Sigma_f(x)$, взятое с весом ценности нейтронов φ_k^+ .

Если в (3) использовать φ^+ вместо φ_k^+ , то получаемая величина k' не будет эффективным коэффициентом размножения нейтронов и не будет совпадать с k :

$$k' = \frac{\langle \varphi^+ \chi \hat{F} \varphi \rangle}{\langle \varphi^+ (\chi \hat{F} \varphi + q) \rangle} \neq k. \quad (10)$$

Различие решений уравнений (2) и (6) и соответственно величин k и k' , как известно, уменьшается по мере приближения к критическому состоянию ($k = 1$).

ИМПУЛЬСНЫЙ ИСТОЧНИК

Далее будет рассматриваться временное поведение только мгновенных нейтронов. Тогда их поток $\Phi(x, t)$ (x - все координаты кроме времени) описывается уравнением

$$\frac{1}{u} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = (1 - \beta) \chi_p \hat{F} \Phi - \hat{L} \Phi(x, t) + q(x, t), \quad (11)$$

где q [н/с*см³] – внешний источник нейтронов и u - скорость нейтрона.

Если для подкритического реактора проинтегрировать уравнение (11) при начальном условии нулевого потока нейтронов и очевидном условии также нулевого потока при $t \rightarrow \infty$, то, как известно, получается уравнение

$$0 = (1 - \beta) \chi_p \hat{F} \Phi_0 - \hat{L} \Phi_0(x) + q(x), \quad (12)$$

описывающее интегральный поток мгновенных нейтронов, если $q(x, t)$ ограничена во времени (например, $q(x, t) = q(x) \times \delta(t - t_0)$).

В точечной модели реактора $\Phi(x, t)$ представляют, как известно, в виде произведения амплитудного фактора $N(t)$, зависящего только от времени, и форм – функции, в качестве которой можно использовать величину, пропорциональную $\Phi_0(x)$:

$$\Phi(x, t) = N(t) \Phi_0(x).$$

Для мгновенных нейтронов предположение о разделении переменных справедливо для величин t , больших времени жизни нейтронов до исчезновения. Используем известное определение для спектров нейтронов деления $(1 - \beta) \chi_p = \chi - \chi_d$ в (12):

$$0 = \chi \hat{F} \Phi_0 - \hat{L} \Phi_0(x) - \beta \chi_d \hat{F} \Phi_0 + q(x). \quad (13)$$

Проводя, как обычно, “перекрестные” интегрирования с уравнениями (6) и (8), получим

$$\frac{\partial N}{\partial t} = - \frac{\beta \langle \varphi^+ \chi_d \hat{F} \Phi_0 \rangle + \langle \Phi_0 \sigma \rangle}{\langle \Phi_0^+ \frac{1}{u} \Phi_0 \rangle} N(t) + \frac{\langle \Phi_0^+ q \rangle}{\langle \Phi_0^+ \frac{1}{u} \Phi_0 \rangle}. \quad (14)$$

Для однородного ($q = 0$ в (14)) уравнения находится решение $N(t)$ и для него определяется постоянная спада нейтронной плотности. Коэффициент при $N(t)$ и

является этой постоянной спада α_0 . Умножим и поделим его на $\langle \varphi^+ \chi \hat{F} \Phi_0 \rangle$ и определим величины

$$\beta'_{eff} = \beta \frac{\langle \varphi^+ \chi_d \hat{F} \Phi_0 \rangle}{\langle \varphi^+ \chi \hat{F} \Phi_0 \rangle} \text{ и } \Lambda' = \frac{\langle \varphi^+ \frac{1}{u} \Phi_0 \rangle}{\langle \varphi^+ \chi \hat{F} \Phi_0 \rangle}$$

(отличие их от общеизвестных в замене φ_k^+ на φ^+). Используя их, получим

$$\alpha_0 \Lambda' = -\beta'_{eff} - \frac{\langle \sigma_0 \Phi_0 \rangle}{\langle \varphi^+ \chi \hat{F} \Phi_0 \rangle}. \quad (15)$$

Покажем, что эта величина α_0 связана с коэффициентом размножения мгновенных нейтронов. Проводя “перекрестные” интегрирования уравнений (2) и (13), получаем для коэффициента размножения нейтронов k_0 , аналогично (3):

$$k_0 = \frac{\langle \varphi_k^+ \chi \hat{F} \Phi_0 \rangle}{(1 - \beta'_{eff}) \langle \varphi_k^+ \chi \hat{F} \Phi_0 \rangle + \langle \varphi_k^+ q \rangle}. \quad (16)$$

Соответственно вместо (10) для k_0'

$$k_0' = \frac{\langle \varphi^+ \chi \hat{F} \Phi_0 \rangle}{(1 - \beta'_{eff}) \langle \varphi^+ \chi \hat{F} \Phi_0 \rangle + \langle \varphi^+ q \rangle}. \quad (17)$$

Проводя “перекрестные” интегрирования уравнений (6) и (13), получим:

$$\langle \sigma \Phi_0 \rangle = \langle \varphi^+ q \rangle - \beta \langle \varphi^+ \chi_d \hat{F} \Phi_0 \rangle$$

Подставим это $\langle \sigma \Phi_0 \rangle$ в (15), используем определение β'_{eff} и выразим $\langle \varphi^+ q \rangle$ через k_0' из (17):

$$\alpha_0 \Lambda' = -\frac{\langle \sigma_0 \Phi_0 \rangle}{\langle \varphi^+ \chi \hat{F} \Phi_0 \rangle} = 1 - \frac{1}{k_0'} - \beta'_{eff}. \quad (18)$$

Здесь время жизни нейтронов до поглощения $\ell' = k_0' \Lambda'$ и тогда

$$\alpha_0 = \frac{k_0'(1 - \beta'_{eff}) - 1}{\ell'} = \frac{k_{0p}' - 1}{\ell'}. \quad (19)$$

Величина α_0 теперь представлена в форме, подобной традиционной (см. например, [4] с. 431-435). Отличие от традиционной величины α - в замене ценности “регистрируемых” реактором нейтронов φ_k^+ на ценность мгновенных нейтронов φ^+ , регистрируемых детектором, и в использовании потока мгновенных нейтронов $\Phi_0(x)$ в формулах, определяющих k_0' , β'_{eff} и ℓ' .

Решением неоднородного уравнения (14) является $N(t)$, откуда полная скорость исчезновения нейтронов (см. (8))

$$\langle \varphi^+ \hat{L} \Phi(x, t) \rangle = \frac{\langle \varphi^+ q(x) \rangle}{\ell'} \int_{-\infty}^t q(t') e^{-\alpha_0(t-t')} dt'$$

и скорость счета C (см. (9)) получается для конкретного $q(t)$.

Для скорости счета мгновенных нейтронов от одного деления в точке x_0 во время t_0 и тогда получаем

$$C(t) = \varepsilon \frac{V_p}{\ell'} e^{\alpha_0(t-t_0)} \varphi^+(x_0). \quad (20)$$

Выражение для постоянной спада нейтронной плотности (19) позволяет адекватно описать временное поведение мгновенных нейтронов, регистрируемых конкретным нейтронным детектором.

Отличие "детекторной" величины α_0 от "реакторной" величины α и k_{op}' от k можно для каждого конкретного случая оценить расчетным путем, зная решение уравнений (1), (12), (2) и (6).

Такой подход является по существу учетом влияния пространственного положения детектора $\sigma(x, E)$ на измеряемую величину постоянной спада нейтронной плотности.

Предложенный для определения коэффициента размножения k метод росси-альфа с известным источником спонтанных делений $\langle Q_{sp} \rangle$ [2] позволяет выразить величину k_{op}' через измеряемые интегралы мгновенных нейтронов от счета коррелированных ("площадь" под экспонентой) и случайных совпадений S и N (Δt – величина временного интервала анализатора при получении интеграла счета случайных совпадений) [2,5]:

$$\frac{D_{is} D_{qs} N}{2S \Delta t} = \langle Q_{sp} \rangle (1 - \tilde{k}), \quad (21)$$

где

$$1 - \tilde{k} = \frac{(1 - k_{op}')^2}{1 - k}.$$

Ни сами α_0 , ни величины ℓ' при этом не используются. Рассчитывая пространственный дайвен-фактор D_{qs} для подкритического реактора с источником нейтронов (см. [5]), получим $1 - \tilde{k}$ и, в итоге, величину коэффициента размножения нейтронов k (после введения расчетной поправки на различие выражений для k и k_{op}').

Пример использования изложенного подхода для анализа измерений методом Росси-альфа с известным источником спонтанных делений приведен в [5].

Отметим, что полученные результаты могут быть полезными и при анализе экспериментов по определению времени жизни нейтронов до поглощения $\ell' = k_0' \Lambda'$ (см. (19)). Измеряемая величина α_0 так же может зависеть от положения и сечения детектора (см. (6), (18) и (19)).

Литература

1. Ефименко В. Ф., Можаяев В. К., Дулин В. А. Использование камеры деления со слоем ^{252}Cf в некоторых физических измерениях // Атомная энергия. 1975. - Т. 39. - С. 54-57.
2. Дулин В. А., Дулин В. В. Измерения подкритических состояний размножающих сред // Атомная энергия. – 1999. - Т. 86. - Вып. 3. - С. 99 - 103.
3. Дулин В. А., Михайлов Г. М. Измерение эффективной доли запаздывающих нейтронов методом а-росси // Атомная энергия. – 1995. - Т. 78. - Вып. 3. - С. 151-155.
4. Белл Д., Глестон С. Теория ядерных реакторов. - М.: Атомиздат, 1974.
5. Дулин В. В., Матвеев И. П. Определение глубоко подкритических состояний размножающих сред методом росси-альфа // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2002. – № 1. – С. 9-17.

Поступила в редакцию 11.10.2001

ABSTRACTS OF THE PAPERS

УДК 621.039.568.007.4

Analysis of Influence of Layout of NPP Control Room Displays on Efficiency of Information Perception \ A.N. Anokhin, E.N. Alontseva; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering). - Obninsk, 2002. - 9 pages, 2 tables, 2 illustrations. - References, 8 titles.

The purpose of presented research is to carry out an experimental comparison of duration and reliability of perception of displays ordered under some layout principles. The following layout principles were studied: ordered by display's form, ordered by functional assignment, disordered, disordered and accentuated, shared and presented by one after another. 135 participants (students and post-graduate students of the INPE) took part in experiments. The following main conclusions were drawn. High reliability and large duration of perception are resulted from shared layout. The quickness of perception of graphical accentuated displays decreases on about third in comparison with unaccentuated ones. The disordered layout result to extremely low correctness. The functional layout isn't effectual under deficiency of knowledge about problem area. Horizontally ordered layout is preferable beside vertically ordered displays. During perception participants read about half of all information in ordered layout and above 70 percent of all information in disordered layout

УДК 621.039.58

Date Accidents Analysis of WWR-c reactor \ O.Y. Kochnov, Y.V. Volkov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering). - Obninsk, 2002. - 9 pages, 1 table, 8 illustrations. - References, 6 titles.

The operation protective system analyze of WWR-c (Obninsk) was presented in this article since reactor start up (1964). The accident reasons was considered. The conclusion about increasing safety exploitation of research reactor was done.

УДК 621.039

Decommissioning of NPP Units: Conception; State of Execution \ S.A. Nemytov, V.K. Zimin; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering). - Obninsk, 2002. - 7 pages, 1 table.

The paper is devoted to actual problem of decommissioning of NPP units. The basic concepts, normative documents, stages of process and its feature are considered.

УДК 539.173.84

On the problem of the effective multiplication factor determination using statistical pulse methods \ V.A. Doulin; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering). - Obninsk, 2002. - 5 pages. - References, 5 titles.

The approach for taking in account the detector position influence on the measured decay neutron density coefficient and other point kinetic parameters by using the pulse neutron source experiments in the multiplying subcritical media is proposed.

Instead the adjoint homogeneous equation (relative the asymptotic power) here is used the adjoint inhomogeneous equation (relative the such detector count rate). The obtained results may be useful by the neutron life time measurements analyses and the spatial correction factor calculation by the effective multiplication factor determination using Rossi-alfa methods – for the low multiplying subcritical media with neutron source especially.

УДК 621.039.54

General Study Statement on Thermomechanical Behaviour of the WWER-1000 Reactor Core \ V.M. Troyanov, Y.U. Likhachev, V.I. Folomeev; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering). - Obninsk, 2002. - 11 pages, 3 illustrations. - References, 14 titles.

The paper reviews general study statement on thermomechanical behaviour of the WWER-1000