

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

В.Е. Смирнов

НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В РАЗМНОЖАЮЩИХ СРЕДАХ

Лабораторный практикум

*Рекомендовано УМО «Ядерные физика и технологии»
в качестве учебного пособия
для студентов высших учебных заведений*

Москва 2008

УДК 621.039.59(076.5)
ББК 31.46я7
С50

Смирнов В.Е. **Нейтронно-физические процессы в размножающих средах:** *Лабораторный практикум.* М.: МИФИ, 2008. 92 с.

Цель лабораторного практикума – изучение основ экспериментальных методов исследования нейтронно-физических процессов в размножающих нейтроны средах.

Практикум включает экспериментальные работы по изучению и интерпретации стационарных пространственных распределений нейтронов в подкритических сборках и работы по интерпретации результатов моделирования нестационарных процессов с целью определения реактивности подкритических и критическихборок.

Практикум предназначен для сопровождения учебных курсов в цикле подготовки специалистов по специальности «Ядерные реакторы и энергетические установки» направления «Ядерная физика и технологии».

Пособие подготовлено в рамках Инновационной образовательной программы.

Рецензент канд. физ.-мат. наук В.С. Окунев

ISBN 978- 5-7262-1069-8

© Московский инженерно-физический институт
(государственный университет), 2008

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	5
1. Основы теории экспериментов на подкритических сборках со стационарным нейтронным полем	6
<i>Работа 1</i> Экспериментальное определение материального параметра уран-графитовой решетки	19
<i>Работа 2</i> Экспериментальное определение зависимости материального параметра от шага уран-водной решетки	26
<i>Работа 3</i> Экспериментальное определение относительного изменения $K_{эф}$ в подкритической уран-водной сборке вследствие введения в нее системы поглощающих стержней	33
2. Применение частных решений уравнений кинетики в точечном приближении для обоснования эксплуатационных экспериментов, выполняемых на ядерном реакторе	41
<i>Работа 4</i> Моделирование определения реактивности подкритической уран-водной сборки интегральным импульсным методом	57
<i>Работа 5</i> Моделирование загрузки активной зоны ядерного реактора и построение зависимости обратного умножения нейтронов от массы топлива, загруженного в активную зону ядерного реактора	67
<i>Работа 6</i> Моделирование процедуры определения реактивности, вводимой стержнями регулирования, посредством измерения установившегося периода изменения плотности нейтронов в ядерном реакторе	71

Работа 7

Моделирование процедуры определения реактивности,
вводимой стержнями регулирования (дифференциальный
метод сброса стержня) 75

Работа 8

Моделирование процедуры определения реактивности,
вводимой стержнями регулирования (интегральный метод
сброса стержня) 79

Приложение 84

Список литературы 91

ПРЕДИСЛОВИЕ

Предлагаемый лабораторный практикум сопровождает учебные курсы «Физика ядерных реакторов», «Экспериментальная реакторная физика», «Основы экспериментальной реакторной физики», читаемые в МИФИ на кафедре теоретической и экспериментальной физики ядерных реакторов в цикле подготовки специалистов по специальности «Ядерные реакторы и энергетические установки» направления «Ядерная физика и технологии».

Практикум включает экспериментальные работы по изучению и интерпретации стационарных пространственных распределений нейтронов в подкритических сборках и работы по интерпретации результатов моделирования переходных процессов в подкритических и критических сборках с целью определения их реактивности.

Для моделирования процедур определения реактивности разработан пакет программ численного решения уравнений кинетики в точечном приближении. В результаты расчетов переходных процессов вносятся возмущения, обусловленные особенностями протекания нестационарных процессов в исследуемых объектах и формирования сигналов в электронных трактах нейтронных детекторов. Генерированные таким способом экспериментальные данные предлагаются студентам для обработки.

В создание и оснащение практикума в разное время существенный вклад внесли проф. Юрова Л.Н., проф. Хромов В.В., проф. Ромоданов В.Л., доц. Бургов Н.А., доц. Климов А.Н., доц. Поляков А.А., с.н.с. Кожин А.Ф., доц. Смирнов В.Е.

Последний раз методическое пособие [1] было издано в 1993 г. За истекший период изменилось аппаратное и программное обеспечение учебных лабораторий. В настоящем издании учтены как упомянутые обстоятельства, так и многолетний опыт, накопленный при выполнении практикума в процессе обучения студентов МИФИ.

В приложение к лабораторному практикуму включены основные термины и определения, используемые в риторике по вопросам метрологии, перечислены основные этапы выполнения измерений, приведены рекомендации по округлению результатов измерений и выбору критерия пренебрежимо малых погрешностей.

1. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ПОДКРИТИЧЕСКИХ СБОРКАХ СО СТАЦИОНАРНЫМ НЕЙТРОННЫМ ПОЛЕМ [1]

1.1. Установившийся спектр нейтронов в подкритической и критической сборках

Рассматриваем стационарное нейтронное поле в ограниченном объеме гомогенной* среды, создаваемом внешним источником нейтронов, локализованном в достаточно малой области этой среды.

Вдали от источника нейтронное поле в среде формируется, в основном, нейтронами, образовавшимися при делении ядер.

По мере удаления от границ уменьшается влияние утечки на нейтронное поле.

Поскольку среда гомогенная и спектр нейтронов деления $\chi(E)$ не зависит от пространственных координат, то можно ожидать, что **вдали от границ и источника нейтронов (т.е. независимо от спектра испускаемых им нейтронов)** в среде существует область, где дифференциальное энергетическое распределение плотности потока нейтронов $\Phi(E)$ определяется только свойствами среды (**область установившегося спектра нейтронов**).

Плотность потока нейтронов будет уменьшаться по мере удаления от источника.

В критическом реакторе внешний источник нейтронов отсутствует. Поэтому на формирование установившегося спектра помимо состава активной зоны влияет только утечка нейтронов из нее.

1.2. Размеры среды, в которой может образоваться область установившегося спектра

Простейший двухгрупповой анализ в рамках диффузионного приближения показывает, что область установившегося спектра

* Предположение о гомогенности среды принимается только для упрощения количественного описания нейтронных полей. В общем случае результаты применимы и в гетерогенной среде с периодической структурой.

возникает в среде на расстоянии нескольких длин релаксации R от источников и границ. R определена соотношением

$$\frac{1}{R^2} = \frac{1}{L^2} + \frac{1}{\tau}, \quad (1.1)$$

где L – длина диффузии тепловых нейтронов; τ – возраст тепловых нейтронов.

При этом предполагается, что спектр нейтронов источника не жестче спектра деления.

Практически важный **вопрос об обнаружении и протяженности области установившегося спектра** в сборке может быть решен экспериментально. Область постоянства кадмиевого отношения совпадает с областью установившегося спектра.

1.3. Пространственно-энергетическое распределение плотности потока нейтронов в области установившегося спектра

Если область установившегося спектра существует, то пространственно-энергетическое распределение плотности потока нейтронов в ней может быть представлено в виде функции с разделенными переменными:

$$\varphi(\vec{r}, E) = \psi(\vec{r})\Phi(E), \quad (1.2)$$

где $\psi(\vec{r})$ – пространственное распределение нейтронов.

В диффузионном приближении пространственно энергетическое распределение плотности потока нейтронов должно удовлетворять однородному стационарному уравнению, которое справедливо как для критических, так и подкритическихборок:

$$\begin{aligned} -D(E)\Delta\varphi(\vec{r}, E) + \Sigma_t(E)\varphi(\vec{r}, E) - \int dE'\Sigma_s(E', E)\varphi(\vec{r}, E') = \\ = \chi(E)\int dE\nu_f\Sigma_f(E)\varphi(\vec{r}, E), \end{aligned} \quad (1.3)$$

где $D(E)$ – коэффициент диффузии нейтронов; $\Sigma_t(E) = \Sigma_a(E) + \Sigma_s(E)$ – полное макросечение взаимодействия нейтронов с ядрами среды; $\Sigma_a(E)$ – полное макросечение поглощения нейтронов ядрами среды; $\Sigma_s(E', E)$ – дифференциальное макросечение рассеяния нейтронов; ν_f – число нейтронов, возникших в одном акте деления; $\Sigma_f(E)$ – макросечение деления.

Подставим $\varphi(\vec{r}, E)$ в виде (1.2) в уравнение (1.3) и вынесем за скобку функцию $\psi(\vec{r})$:

$$-D(E)\Phi(E)\Delta\psi(\vec{r}) + \left[\Sigma_t(E)\Phi(E) - \int dE'\Sigma_s(E', E)\Phi(E') - \chi(E)\int dE\nu_f\Sigma_f(E)\varphi(\vec{r}, E) \right] \psi(\vec{r}) = 0 \quad (1.4)$$

Произведем интегрирование (1.4) по всему энергетическому диапазону и, учитывая соотношения

$$\Sigma_t(E) = \Sigma_a(E) + \Sigma_s(E)$$

и

$$\int dE \int dE' \Sigma_s(E, E') \Phi(E') = \int dE \Sigma_s(E) \Phi(E),$$

получим

$$\Delta\psi(\vec{r}) + \kappa^2\psi(\vec{r}) = 0, \quad (1.5)$$

где параметр κ^2 определяют соотношением

$$\kappa^2 = \frac{\int dE\nu_f\Sigma_f(E)\Phi(E) - \int dE\Sigma_a(E)\Phi(E)}{\int dE D(E)\Phi(E)}. \quad (1.6)$$

Теперь, подставив в (1.4) $\Delta\psi(\vec{r})$ из (1.5) и разделив на общий множитель $\psi(\vec{r})$, получим уравнение для $\Phi(E)$ – установившегося спектра нейтронов в сборке:

$$\begin{aligned} \kappa^2 D(E)\Phi(E) + \Sigma_t(E)\Phi(E) - \int dE' \Sigma_s(E', E)\Phi(E') = \\ = \chi(E) \int dE \nu_f \Sigma_f(E)\Phi(\vec{r}, E). \end{aligned} \quad (1.7)$$

Важно отметить, что установившийся спектр нейтронов в конечной среде зависит от состава среды и утечки нейтронов (первый член левой части (1.7)). Установившийся спектр $\Phi(E)$ в ограниченной среде может заметно отличаться от спектра $\Phi_0(E)$ бесконечной среды.

1.4. Материальный параметр

Уравнение (1.7) отличается от уравнения для спектра нейтронов $\Phi_0(E)$ в бесконечной среде лишь присутствием члена $\kappa^2 D(E)\Phi(E)$ в левой части. Когда κ^2 мало и слагаемым $\kappa^2 D(E)\Phi(E)$ можно пренебречь или оно вносит незначительный вклад в нейтронный баланс, то установившейся спектр $\Phi(E)$ будет близок к спектру бесконечной среды $\Phi_0(E)$, который зависит только от состава среды. В свою очередь, параметр κ^2 , так же как и спектр $\Phi_0(E)$ будет зависеть только от состава среды. В этих условиях параметр κ^2 называют **материальным параметром** и обозначают символом α^2 :

$$\alpha^2 = \frac{\int dE \nu_f \Sigma_f(E)\Phi_0(E) - \int dE \Sigma_a(E)\Phi_0(E)}{\int dE D(E)\Phi_0(E)}. \quad (1.8)$$

Если разделить числитель и знаменатель (1.8) на $\int dE \Sigma_a(E)\Phi_0(E)$, то получим следующее простое выражение для интерпретации материального параметра α^2 в условиях слабого поглощения нейтронов в среде (в диффузионном приближении):

$$\alpha^2 = \frac{K_\infty - 1}{M^2}, \quad (1.9)$$

где M^2 – квадрат длины миграции нейтронов спектра деления в среде.

В среде с $K_\infty > 1$ материальный параметр положителен, а при $K_\infty < 1$ отрицателен. В последнем случае среда не допускает создания критического реактора.

Подкритическая и критическая сборки со спектром бесконечной среды будут иметь одинаковые материальные параметры.

1.5. Экстраполированная граница сборки

Функция $\psi(\vec{r})$, будучи продолженной из области установившегося спектра к границе сборки, обращается в нуль на некоторой поверхности, называемой экстраполированной границей сборки. Экстраполированная граница эквидистантно отстоит от истинной границы сборки на расстоянии d , называемом длиной экстраполяции. Длину экстраполяции для сборки с отражателем и без отражателя можно получить экспериментально, экстраполируя к нулю измеренное пространственное распределение нейтронов в области установившегося спектра. Если граница сборки с вакуумом имеет малую кривизну и поглощение нейтронов в сборке невелико, то

$$d = 0,71\lambda_{tr}. \quad (1.10)$$

1.6. Теория критического размера реактора в приближении материального параметра

Приближение материального параметра в теории критических размеров ядерного реактора заключается в допущении, что истинное распределение плотности потока в критическом реакторе достаточно точно описывается асимптотическим распределением (1.2), где функция $\psi(\vec{r})$ удовлетворяет уравнению (1.5) и краевому условию

$$\psi(S) = 0 \quad (1.11)$$

на выпуклой экстраполированной границе S реактора. Теоретический и экспериментальный анализ показывают, что это приближение наиболее точно выполняется для реакторов больших размеров, в которых среда имеет K_{∞} , близкое к единице (т.е. в реакторах с относительно малым вкладом утечки в нейтронный баланс и спектром нейтронов, близким к спектру бесконечной среды).

Сборка, характеризуемая поверхностью S , будет критической только в том случае, если материальный параметр ее среды имеет вполне определенное значение:

$$\alpha^2 = \alpha^2(S), \quad (1.12)$$

где $\alpha^2(S)$ – геометрический параметр. С математической точки зрения он является наименьшим собственным числом α_1^2 оператора Лапласа, которое соответствует положительному ненулевому решению уравнения

$$\Delta\psi(\vec{r}) + \alpha^2(S)\psi(\vec{r}) = 0 \quad (1.13)$$

при однородных краевых условиях (1.11).

Иными словами, в критической сборке материальный параметр, определяемый свойствами размножающей среды, должен быть согласован с параметром $\alpha^2(S)$, зависящим от размеров и конфигурации сборки.

Ниже приведены геометрические параметры для реакторов простейших форм:

сферический реактор радиусом R_0 –

$$\alpha_1^2 = \left(\frac{\pi}{R}\right)^2; \quad (1.14)$$

цилиндрический реактор радиусом R_0 и высотой H_0 –

$$\alpha_1^2 = \alpha_{1H}^2 + \alpha_{1R}^2 = \left(\frac{\pi}{H}\right)^2 + \left(\frac{2,4048}{R}\right)^2; \quad (1.15)$$

реактор в форме прямоугольного параллелепипеда со сторонами a_0 , b_0 и высотой H_0 –

$$\alpha_1^2 = \alpha_{1XY}^2 + \alpha_{1H}^2 = \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2. \quad (1.16)$$

В формулах (1.14), (1.15) и (1.16) все размеры считаются экстраполированными.

Условие (1.12), при наличии определенных для подкритической сборки параметров α^2 и длины экстраполяции d , можно использовать для расчета критических размеров реакторов заданной конфигурации и такого же состава, что и подкритическая сборка.

1.7. Экспоненциальный эксперимент

Одним из экспериментальных методов определения материального параметра является экспоненциальный эксперимент на подкритической сборке, имеющей форму кругового цилиндра или прямоугольной призмы. Нейтронное поле в такой сборке образуется путем облучения ее торца нейтронами внешнего источника. Размеры сборки выбираются такими, чтобы в ней существовала достаточно протяженная область установившегося спектра нейтронов, а аксиальное распределение плотности потока нейтронов в этой области было бы экспоненциальным (поэтому – экспоненциальный эксперимент).

Для записи решения используем систему координат с началом в центре нижнего основания и осью Z , направленной по вертикальной оси симметрии подкритической сборки. Пространственное распределение нейтронов в подкритической сборке описывается решением уравнения (1.5)

$$\Delta\psi(\vec{r}) + \alpha^2\psi(\vec{r}) = 0$$

при следующих граничных условиях: $\psi(\vec{r})|_{S_{\text{БВТ}}} = 0$ на экстраполированных боковых и верхней торцевой поверхностях; $\psi(r)_{\text{НТ}} = f(x, y)$ на нижней торцевой поверхности.

В прямом круговом цилиндре радиусом R_0 и высотой H_0 общее решение (1.5) представляется разложением в ряд по цилиндрическим функциям $J_0(\alpha_{nR}r)$, являющимся собственными функциями (гармониками) радиальной составляющей Δ_R оператора Лапласа $\Delta = \Delta_R + \Delta_z$:

$$\psi(r, z) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n J_0(\alpha_{nR}r) e^{-\gamma_n z} [1 - e^{-2\gamma_n(H_0 - z)}], \quad (1.17)$$

где C_n – константы;

$$\gamma_n^2 = \alpha_{nR}^2 - \alpha^2; \quad (1.18)$$

α_{nR}^2 – собственные числа уравнения:

$$\Delta_R \varphi(r) + \alpha^2 \varphi(r) = 0 \quad (1.19)$$

при условии $\varphi_n(R_0) = 0$, где $R_0 = R_0 + d$ – экстраполированный радиус сборки.

Собственные числа α_{nR}^2 являются корнями уравнения $J_0(\alpha_{nR}R_0) = 0$.

Среди них имеется наименьшее число $\alpha_{1R}^2 = \left(\frac{2,4048}{R}\right)^2$ (см.

(1.15)), причем при $n > 1$ всегда $\alpha_{1R}^2 < \alpha_{nR}^2$.

В прямоугольном параллелепипеде размером a_0 и b_0 в плане и высотой H_0 общее решение уравнения (1.5) может быть представлено разложением в ряд по собственным функциям (гармоникам) $\cos(\alpha_n x)$ и $\cos(\alpha_m y)$ радиальной составляющей Δ_{XY} оператора Лапласа $\Delta = \Delta_{XY} + \Delta_z$:

$$\begin{aligned} & \Psi(x, y, z) = \\ & = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} C_{mn} \cos(\alpha_{Xn} x) \cos(\alpha_{Ym} y) e^{-\gamma_{nm} z} [1 - e^{-2\gamma_{nm}(H_3 - z)}], \end{aligned} \quad (1.20)$$

где C_{mn} – константы;

$$\gamma_{nm}^2 = \alpha_{Xn}^2 + \alpha_{Ym}^2 - \alpha^2; \quad (1.21)$$

$$\alpha_{Xn}^2 = \left(\frac{\pi n}{a_3}\right)^2 \text{ и } \alpha_{Ym}^2 = \left(\frac{\pi m}{b_3}\right)^2 - \text{собственные числа уравнения}$$

$$\Delta_{XY} \varphi(x, y) + \alpha^2 \varphi(x, y) = 0 \quad (1.22)$$

при условии $\varphi_n(a_3) = 0$ и $\varphi_m(b_3) = 0$, где $a_3 = a_0 + d$ и $b_3 = b_0 + d$ – экстраполированные размеры сборки. Собственные числа α_{Xn}^2 и α_{Ym}^2 являются корнями уравнений $\cos(\alpha_{Xn} x) = 0$ и $\cos(\alpha_{Ym} y) = 0$. Среди них

наименьшими являются числа $\alpha_{X1}^2 = \left(\frac{\pi}{a_3}\right)^2$ и $\alpha_{Y1}^2 = \left(\frac{\pi}{b_3}\right)^2$.

1.8. Структура аксиального распределения плотности потока нейтронов в выражениях (1.17) и (1.20)

1. Будем рассматривать аксиальные распределения плотности потока нейтронов на оси симметрии установки, т.е. при $r_0 = 0$ или $x_0 = y_0 = 0$.

2. Множитель $1 - e^{-2\gamma_n(H-z)}$ учитывает утечку нейтронов с верхнего торца сборки. Он обращается в 0 на экстраполированной границе, достигает величины 0,99 на расстоянии $2,5/\gamma_n$ от нее и далее асимптотически приближается к 1,00 (рис. 1.1). При $Z < Z_A = 2,5/\gamma_1$ аксиальное распределение представляется выражением

$$\Psi(r_0, z) \cong \sum_{n=1}^{\infty} C_n(r_0) e^{-\gamma_n z}. \quad (1.23)$$

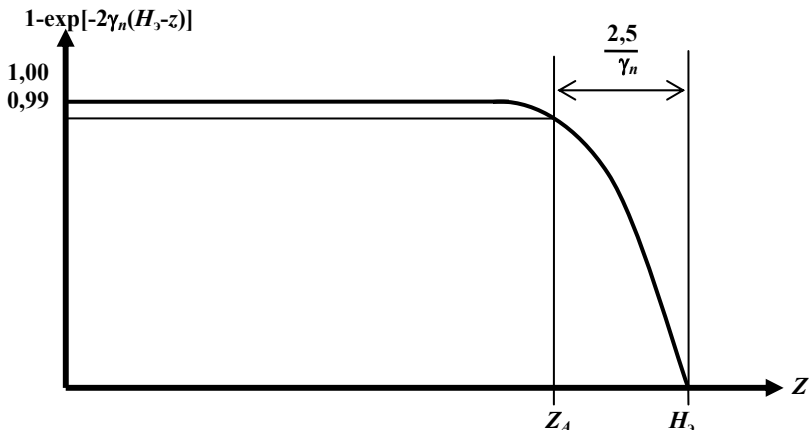


Рис. 1.1. Поведение аксиального распределения плотности потока нейтронов вблизи верхнего торца

3. Так как $\alpha_1^2 < \alpha_n^2$ и, соответственно, $\gamma_1 < \gamma_n$, то **можно ожидать (и это необходимо подтвердить экспериментально)**, что на некотором расстоянии Z_B от нижнего торца сборки (от источника нейтронов) все высшие гармоники (при $n > 1$) затухнут, и основной вклад в аксиальное распределение будет вносить первая гармоника (рис. 1.2):

$$\psi(r_0, z) \cong C_1(r_0)e^{-\gamma_1 z}. \quad (1.24)$$

Соотношение (1.24) отражает основную идею экспоненциального опыта: если в подкритической сборке имеется достаточно протяженная по высоте область установившегося спектра, то, измеряя аксиальное распределение нейтронов вдали от источников и границ, можно определить коэффициент релаксации нейтронного поля γ_1 . Соотношения (1.18) и (1.24) создают возможность экспериментального определения материального параметра среды.

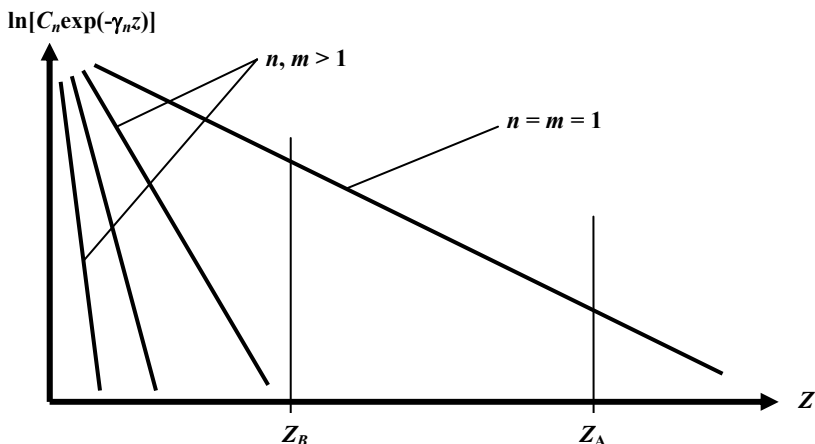


Рис. 1.2. Затухание гармоник аксиального распределения.
 При $Z > Z_B$ основной вклад в аксиальное распределение вносит первая гармоника

1.9. Подкритическая сборка как условно-критический реактор

Если из подкритической сборки удалить источник, то нейтронное поле в ней исчезнет, так как процесс утечки и поглощения нейтронов будут преобладать над процессами генерации нейтронов деления. В качестве меры, определяющей степень подкритичности сборки, рассматривается наименьшее из всех возможных число $1/K_{эф}$, такое, что умножив на него числа вторичных нейтронов, образующихся в одном акте деления, можно было бы **условно рассматривать сборку как некий гипотетический критический реактор**. Параметр $K_{эф}$ называют эффективным коэффициентом размножения нейтронов в сборке, а величину

$$\rho = \frac{K_{эф} - 1}{K_{эф}} \quad (1.25)$$

реактивностью подкритической сборки.

В диффузионном приближении установившееся стационарное пространственно-энергетическое распределение нейтронов $\varphi(\vec{r}, E)$ в подкритической сборке, рассматриваемой как условно-критический реактор, описывается уравнением:

$$D(E)\Delta\varphi(\vec{r}, E) - \Sigma_t(E)\varphi(\vec{r}, E) + \int dE'\Sigma_s(E', E)\varphi(\vec{r}, E') + \frac{1}{K_{эф}}\chi(E)\int dE\nu_f\Sigma_f(E)\varphi(\vec{r}, E) = 0. \quad (1.26)$$

Если условно-критическая сборка, характеризуемая геометрическим параметром α^2 , имеет достаточно протяженные размеры, то можно допустить существование экстраполированной границы S , на которой выполняется однородное условие $\varphi(S) = 0$, тогда

$$\varphi(\vec{r}, E) = \psi(\vec{r})\Phi(E), \quad (1.27)$$

где $\psi(\vec{r})$ – решение уравнения

$$\Delta\psi(\vec{r}) + \alpha^2\psi(\vec{r}) = 0 \quad (1.28)$$

при условии $\psi(S) = 0$. Подставим (1.27) и (1.28) в (1.26), проинтегрируем по всем возможным значениям энергии и получим уравнение для спектра нейтронов в условно-критическом реакторе:

$$\alpha^2 \int dED(E)\Phi(E) + \int dE\Sigma_a(E)\Phi(E) = \frac{\chi(E)}{K_{эф}} \int dE\nu_f\Sigma_f(E)\Phi(E). \quad (1.29)$$

Разрешим (1.29) относительно $K_{эф}$:

$$K_{эф} = \frac{\int dE\nu_f\Sigma_f(E)\Phi(E)}{\alpha^2 \int dED(E)\Phi(E) + \int dE\Sigma_a(E)\Phi(E)}. \quad (1.30)$$

Если числитель и знаменатель правой части (1.30) разделить на $\int dE \Sigma_a(E) \Phi(E)$, то $K_{\text{эф}}$ может быть представлено в виде:

$$K_{\text{эф}} = K_{\infty} P = \frac{K_{\infty}}{1 + \alpha^2 M^2}, \quad (1.31)$$

где P – вероятность нейтрону избежать утечки из реактора; α^2 – геометрический параметр подкритической сборки; $M^2 = L^2 + \tau$ – квадрат длины миграции в среде, образующей подкритическую сборку.

Из (1.31) легко получить формулу, связывающую относительные изменения эффективного коэффициента размножения и геометрического параметра $\Delta\alpha^2$:

$$\frac{\Delta K_{\text{эф}}}{K_{\text{эф}}} = - \frac{\alpha^2 M^2}{1 + \alpha^2 M^2} \frac{\Delta\alpha^2}{\alpha^2}. \quad (1.32)$$

В подкритическую сборку, образованную ограниченным объемом среды, для которой справедливы приближения теории материального параметра, введем поглощающие стержни, не изменяющие спектра нейтронов в сборке (т.е. материального параметра заполняющей ее среды). Изменение аксиального коэффициента релаксации нейтронов в сборке с поглощающими стержнями можно отнести за счет изменения геометрического параметра $\Delta\alpha^2$:

$$\gamma_2^2 - \gamma_1^2 = \alpha_2^2 - \alpha_2'^2 - (\alpha_1^2 - \alpha_1'^2) = \alpha_2^2 - \alpha_1^2 = \Delta\alpha^2 \quad (1.33)$$

при условии $\alpha_2'^2 = \alpha_1'^2$.

Выражения (1.32) и (1.33) создают возможность определения относительного изменения эффективного коэффициента размножения нейтронов в подкритической сборке, для которой справедливы приближения материального параметра, вследствие введения в нее поглощающих стержней.

Работа 1

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАТЕРИАЛЬНОГО ПАРАМЕТРА УРАН-ГРАФИТОВОЙ РЕШЕТКИ

Цель работы: формирование навыков экспериментального измерения, обработки и интерпретации пространственных распределений плотности потока нейтронов в уран-графитовой подкритической сборке со статическим источником нейтронов, определение параметров критического уран-графитового реактора.

Экспериментальная установка

Уран-графитовая подкритическая сборка (ПКС УГ)

ПКС УГ (рис. 1.1.1) размещена в экспериментальном зале. Форма ПКС – прямоугольный параллелепипед размером 1800x1800x3500 мм, сложенный из графитовых блоков 200x200x600мм. Каждый блок имеет сквозное цилиндрическое отверстие, ось которого проходит через центры квадратных граней блоков. Блоки уложены так, что образуют параллельные горизонтальные каналы длиной 1800 мм, заполненные блячками из металлического урана естественного изотопного состава, в герметичной алюминиевой оболочке. Каналы с ураном образуют квадратную горизонтальную решетку с шагом 200 мм.

В вертикальной плоскости симметрии, параллельной осям каналов с ураном, на различной высоте, в идентичных точках элементарных ячеек расположены горизонтальные экспериментальные каналы, предназначенные для введения в ПКС нейтронных детекторов.

Плутоний-бериллиевый источник нейтронов установлен на вертикальной оси призмы в ее нижней части (рис. 1.1.1). Несмотря на то, что спектр нейтронов источника жестче спектра нейтронов деления, в подкритической сборке формируется установившийся спектр нейтронов, определяемый только составом активной зоны (см. разделы 1.1 и 1.2).

Система измерения нейтронного поля в ПКС УГ

Детектором нейтронов в ПКС УГ является коронный счетчик медленных нейтронов типа СНМ-11 с аморфным бором в качестве радиатора. Счетчик подключен к блоку предварительного усилителя и дискриминатора, расположенного рядом с ПКС. Сигнал с дискриминатора по линии связи передается на счетчик импульсов, установленный в слот материнской платы компьютера в рабочем помещении лаборатории.

Модель объекта измерений

Детальное рассмотрение решения уравнения диффузии нейтронов (см. пп. 1.8. и 1.9 «Основ теории экспериментов на подкритических сборках») позволило сформулировать модель объекта измерений.

– В ПКС имеется область установившегося спектра, которая обнаруживается как область постоянства кадмиевого отношения в аксиальном распределении плотности потока нейтронов. Аксиальное распределение плотности потока нейтронов в этой области имеет вид:

$$\psi(r_0, z) \cong C_1(r_0)e^{-\gamma_{11}z}. \quad (1.1.1)$$

– Коэффициент релаксации нейтронного поля в экспоненциальной области аксиального распределения определен выражением

$$\gamma_{11}^2 = \alpha_{X1}^2 + \alpha_{Y1}^2 - \alpha^2, \quad (1.1.2)$$

где $\alpha_{X1}^2 = \left(\frac{\pi}{a_3}\right)^2$ и $\alpha_{Y1}^2 = \left(\frac{\pi}{b_3}\right)^2$,

$$a_3 = a_0 + 2(0,71 \lambda_{tr});$$

$$b_3 = b_0 + 2(0,71 \lambda_{tr});$$

$$a_0 = b_0 = 180 \pm 1 \text{ см};$$

$$\lambda_{tr} = 2,7 \pm 0,2 \text{ см}.$$

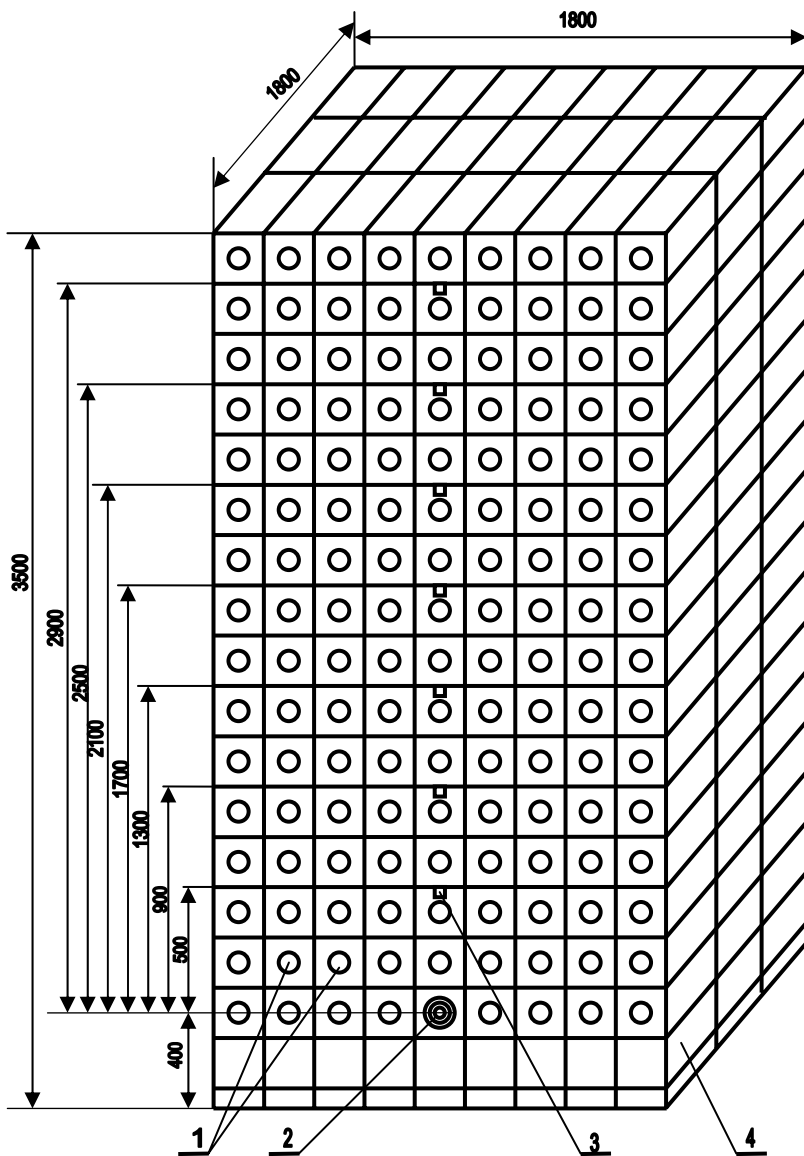


Рис. 1.1.1. Структура ПКС УГ: 1 – каналы с ураном; 2 – штанга источника нейтронов; 3 – каналы для детекторов; 4 – графитовые блоки

При измерении нейтронного поля в ПКС необходимо учитывать нейтронный фон, обусловленный излучением соседних установок, спонтанным делением ^{238}U и взаимодействием космического излучения с ядрами активной зоны ПКС. Определение суммарного вклада всех фоновых источников производится после удаления источника нейтронов из ПКС.

Порядок проведения измерений

1. Получить инструктаж и разрешение на выполнение работы от преподавателя. Соблюдая все рекомендации, приступить к выполнению работы.

2. В указанных преподавателем каналах провести измерение скорости регистрации нейтронов:

счетчиком без кадмиевого фильтра с нейтронным источником в ПКС – $N(z)$;

счетчиком, экранированным кадмиевым фильтром с нейтронным источником в ПКС – $N_{\text{Cd}}(z)$;

счетчиком без кадмиевого фильтра в ПКС без нейтронного источника – $N_{\text{ф}}(z)$.

3. Результаты измерения скорости регистрации нейтронов для каждой серии измерений занести в протокол эксперимента (табл. 1.1.1).

Примечание. Перемещать источник нейтронов имеют право только сотрудники лаборатории! Студентам категорически запрещено выполнять эту операцию.

Обработка и представление экспериментальных результатов

1. Рассчитать аксиальную зависимость $R_{Cd}(z) = \frac{N(z) - N_{\phi}(z)}{N_{Cd}(z)}$,

определить погрешность $R_{Cd}(z)$, построить график зависимости $R_{Cd}(z)$. Выявить наличие и протяженность области постоянства R_{Cd} , определить среднее арифметическое значение $\overline{R_{Cd}}$ и его погрешность в области постоянства. Заполнить соответствующие графы в табл. 1.1.1.

2. Использовать программу STAT для подготовки данных к расчету коэффициента релаксации нейтронного поля, рассчитать и занести в табл. 1.1.1:

$$N_0(z) = N(z) - N_{\phi}(z);$$

$\ln[N_0(z)]$ (при записи удерживать 4 цифры мантиссы);

$W\{\ln[N_0(z)]\}$ – статистический вес логарифма $N_0(z)$.

3. Построить график $\ln[N_0(z)]$ и уточнить область существования экспоненциальной зависимости. На графике указать погрешности.

4. Использовать программу EXP для расчета коэффициента релаксации аксиального распределения нейтронного поля в области экспоненциальной зависимости. Занести результат расчета в соответствующую графу табл. 1.1.1.

5. Рассчитать материальный параметр активной зоны (АЗ) ПКС УГ и его погрешность.

6. Рассчитать физический объем (и погрешность) АЗ критического реактора в виде куба с тем же составом, что и АЗ ПКС УГ.

7. Рассчитать массу графита и массу урана (а также их погрешности) в АЗ критического реактора.

8. Все формулы для расчета параметров и их погрешностей, а также результаты выполненных расчетов отразить в отчете.

Формат протокола выполнения лабораторной работы

Студент _____ Группа _____ Дата _____

Время _____

Преподаватель _____

Время измерений _____ с

Таблица 1.1.1

№	Z, см	N	N _{Cd}	N _φ	$N_0 = \frac{N}{N - N_\phi}$	$R_{Cd} = \frac{N}{N_{Cd}}$	ΔR_{Cd}	ln(N ₀)	$\frac{W[\ln(N_0)] = N_0^2 / (N + N_\phi)}$
1									
2									
3									
4									
5									
6									
7									
$\overline{R_{Cd}}$		±				$\bar{\alpha}^2, \text{см}^2$		±	
$\gamma_{11}, \text{см}^{-1}$		±				$V_{кр}, \text{м}^3$		±	
$M_{кр}^U, \text{кг}$		±				$M_{кр}^C, \text{кг}$		±	

Вопросы для самопроверки

1. Что такое материальный параметр? Какую информационную ценность представляет материальный параметр? (Как вы можете использовать полученное значение материального параметра?)

2. Запишите выражение материального параметра через свойства среды и спектр нейтронов в ней. При каких условиях спектр нейтронов в конечной среде, содержащей делящиеся ядра, будет близок к спектру нейтронов в такой же бесконечной среде?

3. Что такое K_∞ ? Как связан материальный параметр с K_∞ ? Может ли материальный параметр быть положительным (отрицатель-

ным)? Каков смысл знака материального параметра? Каков знак полученного вами значения материального параметра? Какие выводы вы делаете из этого обстоятельства?

4. Напишите общее решение уравнения диффузии с материальным параметром для прямоугольного параллелепипеда с нулевыми граничными условиями и плоским источником нейтронов на его нижнем торце.

5. Как можно использовать это решение для экспериментального определения материального параметра?

6. К каким классам относятся выполненные вами измерения?

7. Что такое измеряемая величина?

8. Что такое погрешность измеренной величины?

9. Как рассчитать погрешность результатов косвенных измерений?

10. Что такое $W\{\ln[N_0(z)]\}$ – статистический вес логарифма $N_0(z)$ (дать его определение)? В каких случаях и для чего используется статистический вес?

11. Как рассчитать коэффициент релаксации нейтронного поля (и его погрешность!) по измеренному аксиальному распределению скорости регистрации нейтронов?

12. Как вы оценили погрешности определенных вами значений материального параметра, критического объема, а также масс урана и графита в критическом реакторе?

Работа 2

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ МАТЕРИАЛЬНОГО ПАРАМЕТРА ОТ ШАГА УРАН-ВОДНОЙ РЕШЕТКИ

Цель работы: формирование навыков экспериментального измерения, обработки и интерпретации пространственных распределений плотности потока нейтронов в уран-водной подкритической сборке со статическим источником нейтронов и изучение зависимости материального параметра от шага решетки.

Экспериментальная установка

Уран-водная подкритическая сборка с переменным шагом решетки (ПКС УВПШ)

ПКС УВПШ размещена в экспериментальном зале. Основа ПКС – заполненный водой цилиндрический бак (рис. 1.2.1), установленный на графитовом пьедестале. Ядерное топливо – блочки из металлического урана естественного изотопного состава в герметичной алюминиевой оболочке – помещено в каналы, подвешенные в баке на специальном устройстве – «лучевом щите». Всего заполненных блочками каналов – 162. Один канал, центральный, – пустой. В нем установлен детектор. «Лучевой щит» позволяет быстро перемешать каналы и точно фиксировать шаг гексагональной решетки 45, 50, 55 или 60 мм. При этом отношение объема воды к урану в элементарной ячейке изменяется от 0,4 до 2,5.

При всех значениях шага решетки боковой отражатель имеет толщину равную или большую 200 мм, т.е. его можно считать «бесконечным».

Стационарное нейтронное поле в ПКС создается плутоний-бериллиевым источником нейтронов, размещенным в графитовом пьедестале бака с водой (рис. 1.2.1).

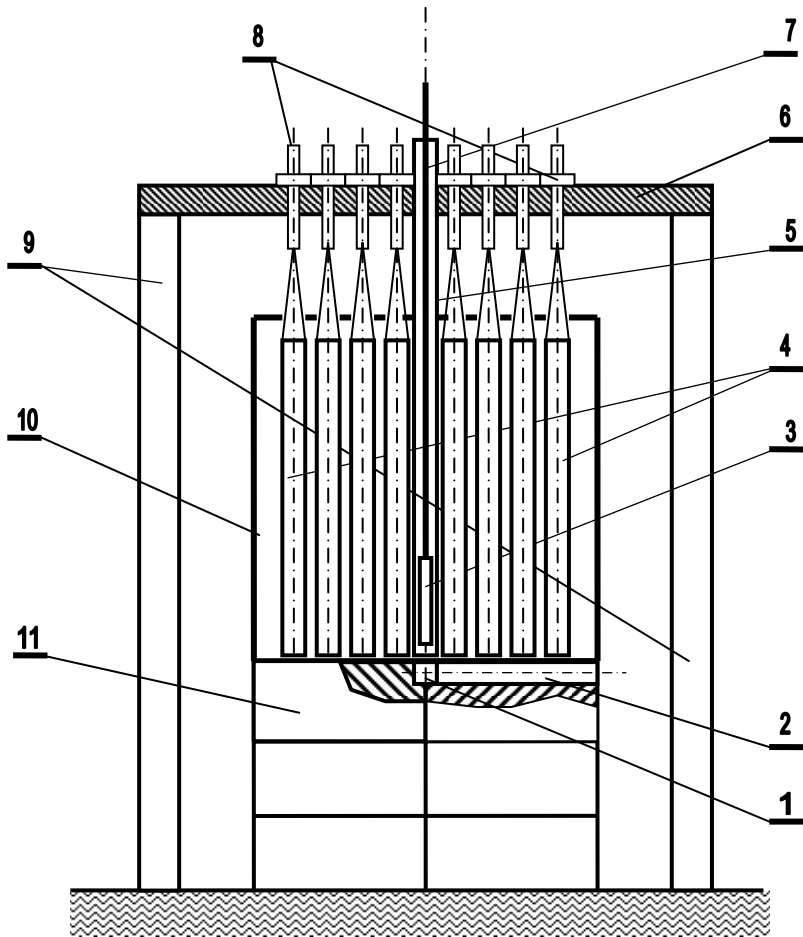


Рис. 1.2.1. Структурная схема ПКС УВПШ: 1 – источник нейтронов; 2 – штанга источника нейтронов; 3 – коронный счетчик нейтронов; 4 – каналы с ураном (162 канала); 5 – сухой канал с нейтронным детектором; 6 – «лучевой щит»; 7 – штанга для перемещения нейтронного детектора; 8 – система подвеса каналов; 9 – опоры «лучевого щита»; 10 – бак с водой; 11 – пьедестал из графитовых блоков

Система перемещения детектора и измерения нейтронного поля в ПКС УВПШ

Детектор нейтронов в ПКС УВПШ – коронный счетчик медленных нейтронов СНМ-14 с аморфным бором в качестве радиатора. Счетчик подключен к блоку предварительного усилителя и дискриминатора, расположенному рядом с ПКС. Сигнал с дискриминатора по линии связи передается на счетчик импульсов, установленный в слот материнской платы компьютера в рабочем помещении лаборатории.

Позиционирование нейтронного счетчика в центральном канале ПКС УВПШ производится с помощью автоматизированной системы, управляемой компьютером.

Модель объекта измерений

Детальное рассмотрение решения уравнения диффузии нейтронов (пп. 1.8. и 1.9 «Основ теории экспериментов на подкритических сборках») позволило сформулировать модель объекта измерений.

– В ПКС имеется область установившегося спектра, которая обнаруживается как область постоянства кадмиевого отношения в аксиальном распределении плотности потока нейтронов.

– В области постоянства кадмиевого отношения для аксиального распределения плотности потока нейтронов в ПКС имеется экспоненциальная область. Аксиальное распределение плотности потока нейтронов в этой области имеет вид:

$$\psi(r_0, z) \cong C_1(r_0)e^{-\gamma_1 z}. \quad (1.2.1)$$

– Коэффициент релаксации нейтронного поля в экспоненциальной области аксиального распределения определен выражением

$$\gamma_1^2 = \alpha_{R1}^2 - \kappa^2, \quad (1.2.2)$$

где $\alpha_{R1}^2 = \left(\frac{2,405}{R_3}\right)^2$; $R_0 = \sqrt{\frac{sn}{\pi}}$; $R_3 = R_0 + d(a)$; a – шаг решетки, см;

s – площадь элементарной ячейки (площадь правильного шестиугольника размером «под ключ» равным шагу решетки), см²; $n = 163$ – число каналов; $d(a)$ – зависящая от шага решетки добавка бесконечного отражателя. В табл. 1.2.1 приведена зависимость d от шага гексагональной решетки, полученная в критических экспериментах:

Таблица 1.2.1

Шаг решетки a , см	4,5	5,0	5,5	6,0
Добавка отражателя, см	8,8±0,8	8,1±0,6	7,5±0,4	7,0±0,4

– При измерении нейтронного поля в ПКС необходимо учитывать нейтронный фон, обусловленный излучением соседних установок, спонтанным делением ²³⁸U и взаимодействием космического излучения с ядрами активной зоны ПКС. Определение суммарного вклада всех фоновых источников производится после удаления источника нейтронов из ПКС.

Порядок проведения измерений

1. Получить инструктаж и разрешение на выполнение работы от преподавателя. Соблюдая все рекомендации, приступить к выполнению работы.

2. Загрузить на компьютере программу SCAN для управления системой перемещения детектора и измерения скорости регистрации нейтронов.

3. Для указанных преподавателем шагов решетки (обычно 3 шага) провести измерение аксиальных распределений скорости регистрации нейтронов:

счетчиком без кадмиевого фильтра с нейтронным источником в ПКС – $N(z)$;

счетчиком, экранированным кадмиевым фильтром с нейтронным источником в ПКС – $N_{Cd}(z)$;

счетчиком без кадмиевого фильтра в ПКС без нейтронного источника – $N_{\phi}(z)$.

4. Результаты измерения скорости регистрации нейтронов для каждой серии измерений занести в протокол эксперимента (табл. 1.2.2).

Примечание. Перемещать источник нейтронов имеют право только сотрудники лаборатории! Студентам категорически запрещено выполнять эту операцию.

Обработка и представление экспериментальных результатов

1. Для каждого шага решетки рассчитать аксиальную зависимость $R_{Cd}(z) = \frac{N(z) - N_{\phi}(z)}{N_{Cd}(z)}$, определить погрешность $R_{Cd}(z)$, построить график зависимости $R_{Cd}(z)$. Выявить наличие и протяженность области постоянства R_{Cd} , определить среднее арифметическое значение $\overline{R_{Cd}}$ и его погрешность в области постоянства. Заполнить соответствующие графы в табл. 1.2.2.

2. Использовать программу STAT для подготовки данных к расчету коэффициента релаксации нейтронного поля для каждого шага решетки, рассчитать и занести в таблицу 1.2.2:

$$N_0(z) = N(z) - N_{\phi}(z);$$

$\ln[N_0(z)]$ (при записи удерживать 4 цифры мантиссы);

$W\{\ln[N_0(z)]\}$ – статистический вес логарифма $N_0(z)$.

3. Для каждого шага решетки построить график $\ln[N_0(z)]$ и уточнить область существования экспоненциальной зависимости. На графике указать погрешности.

4. Использовать программу EXP для расчета коэффициента релаксации аксиального распределения нейтронного поля в области экспоненциальной зависимости. Занести результат расчета в соответствующую графу табл. 1.2.2.

5. Рассчитать материальный параметр активной зоны ПКС УВПШ и его погрешность для каждого шага решетки.

6. Построить зависимость материального параметра от шага решетки. На графике указать погрешности.

7. Все формулы для расчета параметров и их погрешностей, а также результаты выполненных расчетов отразить в отчете.

8. Построить зависимость R_{Cd} от шага решетки. На графике указать погрешности.

Формат протокола выполнения лабораторной работы

Студент _____ Группа _____ Дата _____

Время _____

Преподаватель _____

Время измерений _____ с

Шаг решетки _____ см

Таблица 1.2.2

№	Z, см	N	N_{Cd}	N_{Φ}	$N_0 = \frac{N}{N - N_{\Phi}}$	$R_{Cd} = \frac{N}{N_{Cd}}$	ΔR_{Cd}	$\ln(N_0)$	$\frac{N[\ln(N_0)]}{N_0^2 / (N + N_{\Phi})}$
1									
2									
3									
4									
5									
6									
7									
$\overline{R_{Cd}}$	±					$\alpha^2, \text{см}^2$	±		
$\gamma_{11}, \text{см}^{-1}$	±								

Вопросы для самопроверки

1. Что такое материальный параметр? Какую информационную ценность представляет материальный параметр? (Для чего вы можете использовать известное вам значение материального параметра?)

2. Запишите выражение материального параметра через свойства среды и спектр нейтронов в ней. При каких условиях спектр нейтронов в конечной среде, содержащей делящиеся ядра, будет близок к спектру нейтронов в такой же бесконечной среде?

3. Что такое K_{∞} ? Как связан материальный параметр с K_{∞} ? Может ли материальный параметр быть положительным (отрицатель-

ным)? Каков смысл знака материального параметра? Каков знак полученного вами значения материального параметра? Какие выводы вы делаете из этого обстоятельства?

4. Напишите общее решение уравнения диффузии с материальным параметром для кругового цилиндра с нулевыми граничными условиями и плоским источником нейтронов на его нижнем торце.

5. Как можно использовать это решение для экспериментального определения материального параметра?

6. Что такое измеряемая величина?

7. Что такое погрешность измеренной величины?

8. Как рассчитать погрешность результатов косвенных измерений?

9. Что такое $W\{\ln[N_0(z)]\}$ – статистический вес логарифма $N_0(z)$ (дать его определение)? В каких случаях и для чего используется статистический вес?

10. Как рассчитать коэффициент релаксации нейтронного поля (и его погрешность!) по измеренному аксиальному распределению скорости регистрации нейтронов?

11. Как Вы оценили погрешности определенных Вами значений материального параметра?

12. Объясните причины появления максимума в зависимости материального параметра от шага решетки.

Работа 3
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ
ОТНОСИТЕЛЬНОГО ИЗМЕНЕНИЯ $K_{\text{эф}}$
В ПОДКРИТИЧЕСКОЙ УРАН-ВОДНОЙ СБОРКЕ
ВСЛЕДСТВИЕ ВВЕДЕНИЯ В НЕЕ СИСТЕМЫ
ПОГЛОЩАЮЩИХ СТЕРЖНЕЙ

Цель работы: формирование навыков экспериментального измерения, обработки и интерпретации пространственных распределений плотности потока нейтронов в уран-водной подкритической сборке со статическим источником нейтронов и определение изменения эффективного коэффициента размножения нейтронов в подкритической сборке вследствие введения в нее системы поглощающих стержней.

Экспериментальная установка

Подкритическая уран-водная сборка (ПКС УВ)

Уран-водная подкритическая сборка (рис. 1.3.1) размещена в экспериментальном зале. В бак размером 500x500x1200 мм помещены 100 технологических каналов, представляющих собой трубы из алюминиевого сплава, заполненные на высоту 1020 мм блочками из металлического урана естественного изотопного состава в герметичной алюминиевой оболочке.

Каналы образуют квадратную решетку с шагом 50 мм. Боковой и верхний торцовый отражатели отсутствуют.

Поглощающие нейтроны стержни (8 штук) могут быть установлены симметрично в пространстве между каналами (рис. 1.3.1). Стержни – трубы из алюминиевого сплава. Внутри – вставка из листового кадмия толщиной 0,4 мм. Свободное пространство заполнено порошком карбида бора (B_4C).

Плутоний-бериллиевый источник нейтронов установлен на вертикальной оси призмы в графитовом пьедестале (рис. 1.3.1).

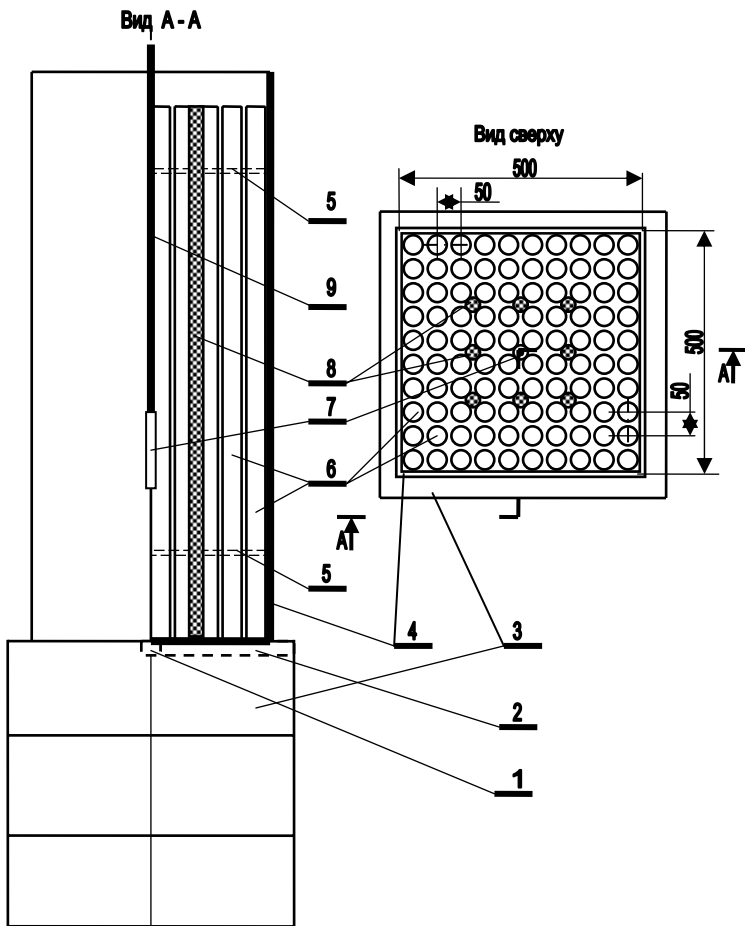


Рис. 1.3.1. Структурная схема установки для измерения $\Delta K_{эф}/K_{эф}$ вследствие введения в ПКС УВ поглотителей: 1 – источник нейтронов; 2 – штанга источника; 3 – графитовый пьедестал; 4 – корпус бака с водой; 5 – дистанционирующие решетки; 6 – каналы с ураном (100 каналов); 7 – нейтронный счетчик; 8 – поглотители нейтронов (стержни); 9 – шток для перемещения нейтронного счетчика

Система измерения нейтронного поля в ПКС УВ

Детектором нейтронов в ПКС УВ является коронный счетчик медленных нейтронов типа СНМ-14 с аморфным бором в качестве радиатора. Счетчик подключен к блоку предварительного усилителя и дискриминатора, расположенного рядом с ПКС. Сигнал с дискриминатора по линии связи передается на счетчик импульсов, установленный в слот материнской платы компьютера в рабочем помещении лаборатории.

Модель объекта измерений

Детальное рассмотрение решения уравнения диффузии нейтронов (пп. 1.8, 1.9 и 1.10 «Основ теории экспериментов на подкритических сборках») позволило сформулировать модель объекта измерений.

– В ПКС без поглощающих стержней и с ними имеется область установившегося спектра, которая обнаруживается как область постоянства кадмиевого отношения в аксиальном распределении плотности потока нейтронов.

– В области постоянства кадмиевого отношения для аксиального распределения плотности потока нейтронов в ПКС без поглощающих стержней и с ними имеется экспоненциальная область:

$$\psi(r_0, z) \cong C_1(r_0)e^{-\gamma_{11}z}. \quad (1.3.1)$$

– Коэффициент релаксации нейтронного поля в экспоненциальной области аксиального распределения в ПКС без поглощающих стержней определен выражением

$$\gamma_{11,0}^2 = \alpha_{11,0}^2 - \kappa_0^2, \quad (1.3.2)$$

где

$$\alpha_{11,0}^2 = \left(\frac{\pi}{a_3}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b_3}\right)^2; \quad (1.3.3)$$

$$a_3 = a_0 + 2(0,71 \lambda_{tr});$$

$$b_3 = b_0 + 2(0,71 \lambda_{tr});$$

$$a_0 = b_0 = 50 \pm 0,5 \text{ см};$$

$$\lambda_{tr} = 0,68 \pm 0,2 \text{ см}.$$

– Коэффициент релаксации нейтронного поля в экспоненциальной области аксиального распределения в ПКС с поглощающими стержнями определен выражением

$$\gamma_{11,1}^2 = \alpha_{11,1}^2 - \alpha_1^2. \quad (1.3.4)$$

– Предполагается, что введение в ПКС поглощающих стержней не изменяет установившегося спектра нейтронов (кадмиевого отношения). Поэтому

$$\alpha_0^2 = \alpha_1^2. \quad (1.3.5)$$

Изменение γ_{11}^2 можно отнести за счет изменения граничных условий вследствие введения поглотителей в ПКС:

$$\gamma_{11,1}^2 - \gamma_{11,0}^2 = \alpha_{11,1}^2 - \alpha_{11,0}^2 = \Delta\alpha_{11}^2. \quad (1.3.6)$$

– Формула (1.32) выражает относительное изменение эффективного коэффициента размножения, вызванное малым изменением геометрического параметра $\Delta\alpha_{11}^2$:

$$\frac{\Delta K_{\text{эф}}}{K_{\text{эф}}} = \frac{\alpha_{11,0}^2 M^2}{1 + \alpha_{11,0}^2 M^2} \frac{\Delta\alpha_{11}^2}{\alpha_{11,0}^2}. \quad (1.3.7)$$

– При измерении нейтронного поля в ПКС необходимо учитывать нейтронный фон, обусловленный излучением соседних уста-

новок, спонтанным делением ^{238}U и взаимодействием космического излучения с ядрами активной зоны ПКС. Определение суммарного вклада всех фоновых источников производится после удаления источника нейтронов из ПКС.

Порядок проведения измерений

1. Получить инструктаж и разрешение на выполнение работы от преподавателя. Соблюдая все рекомендации, приступить к выполнению работы.

2. Провести измерение скорости регистрации нейтронов в ПКС без поглощающих стержней:

счетчиком без кадмиевого фильтра с нейтронным источником в ПКС – $N_0(z)$;

счетчиком, экранированным кадмиевым фильтром с нейтронным источником в ПКС – $N_{\text{Cd}0}(z)$;

счетчиком без кадмиевого фильтра в ПКС без нейтронного источника – $N_{\text{ф}0}(z)$.

3. Провести измерение скорости регистрации нейтронов в ПКС с поглощающими стержнями:

– счетчиком без кадмиевого фильтра с нейтронным источником в ПКС – $N_1(z)$;

– счетчиком, экранированным кадмиевым фильтром с нейтронным источником в ПКС – $N_{\text{Cd}1}(z)$;

– счетчиком без кадмиевого фильтра в ПКС без нейтронного источника – $N_{\text{ф}1}(z)$.

4. Результаты измерения скорости регистрации нейтронов для каждой серии измерений заносить в протокол эксперимента (табл. 1.3.1).

Примечание. Перемещать источник нейтронов имеют право только сотрудники лаборатории! Студентам категорически запрещено выполнять эту операцию.

Обработка и представление экспериментальных результатов

1. Рассчитать аксиальную зависимость $R_{Cd}(z) = \frac{N(z) - N_{\phi}(z)}{N_{Cd}(z)}$

для ПКС без поглотителей и с ними, определить погрешности $R_{Cd}(z)$, построить графики зависимости $R_{Cd}(z)$. Выявить наличие и протяженность области постоянства R_{Cd} для ПКС без поглотителей и с ними, определить среднее арифметическое значение $\overline{R_{Cd}}$ и его погрешность в области постоянства. Заполнить соответствующие графы в табл. 1.3.1.

2. Сделать вывод о постоянстве или изменении установившегося спектра при введении в ПКС поглотителей нейтронов.

3. Использовать программу STAT для подготовки данных к расчету коэффициента релаксации нейтронного поля, рассчитать и занести в табл. 1.3.1:

$$N_{00}(z) = N_0(z) - N_{\phi 0}(z);$$

$\ln[N_{00}(z)]$ (при записи удерживать 4 цифры мантиссы);

$W\{\ln[N_{00}(z)]\}$ – статистический вес логарифма $N_{0,0}(z)$.

4. Использовать программу STAT для подготовки данных к расчету коэффициента релаксации нейтронного поля, рассчитать и занести в табл. 1.3.1:

$$N_{01}(z) = N_1(z) - N_{\phi 1}(z);$$

$\ln[N_{01}(z)]$ (при записи удерживать 4 цифры мантиссы);

$W\{\ln[N_{01}(z)]\}$ – статистический вес логарифма $N_{0,1}(z)$.

5. Построить график $\ln[N_{01}(z)]$ и уточнить область существования экспоненциальной зависимости. На графике указать погрешности.

6. Использовать программу EXP для расчета коэффициента релаксации аксиального распределения нейтронного поля в области экспоненциальной зависимости для ПКС без поглотителей и с ними. Занести результаты расчета в соответствующие графы табл. 1.3.1.

7. По формуле (1.3.7) рассчитать $\Delta K_{эф}/K_{эф}$ и погрешность этой величины.

8. Все формулы для расчета параметров и их погрешностей, а также результаты выполненных расчетов отразить в отчете.

Формат протокола выполнения лабораторной работы

Студент _____ Группа _____ Дата _____
 Время _____
 Преподаватель _____

Таблица 1.3.1

Время измерений _____ с

№	Z, см	N_0	N_{Cd0}	$N_{\phi 0}$	$\frac{N_{00} = N_0 - N_{\phi 0}}{N_0 - N_{\phi 0}}$	$\frac{R_{Cd} = N_0 / N_{Cd0}}{N_0 / N_{Cd0}}$	ΔR_{Cd}	$\ln(N_{00})$	$\frac{W[\ln(N_{00})] = N_{00}^2 / (N_0 + N_{\phi 0})}{N_{00}^2 / (N_0 + N_{\phi 0})}$
1									
2									
3									
4									
5									
6									
7									
$\overline{R_{Cd,0}}$	±								
$\overline{\gamma_{11,0}}, \text{см}^{-1}$	±								

Время измерений _____ с

№	Z, см	N_1	N_{Cd1}	$N_{\phi 1}$	$\frac{N_{01} = N_1 - N_{\phi 1}}{N_1 - N_{\phi 1}}$	$\frac{R_{Cd} = N_1 / N_{Cd1}}{N_1 / N_{Cd1}}$	ΔR_{Cd}	$\ln(N_{01})$	$\frac{W[\ln(N_{01})] = N_{01}^2 / (N_1 + N_{\phi 1})}{N_{01}^2 / (N_1 + N_{\phi 1})}$
1									
2									
3									
4									
5									
6									
7									
$\overline{R_{Cd,1}}$	±				$\Delta \alpha_{11}^2, \text{см}^{-2}$			±	
$\overline{\gamma_{11,1}}, \text{см}^{-1}$	±				$\Delta K_{\phi 0} / K_{\phi 0}$			±	

Вопросы для самопроверки

1. Что такое материальный параметр? Какую информационную ценность представляет материальный параметр? (Для чего вы можете использовать известное вам значение материального параметра?)

2. Запишите выражение материального параметра через свойства среды и спектр нейтронов в ней. При каких условиях спектр нейтронов в конечной среде, содержащей делящиеся ядра, будет близок к спектру нейтронов в такой же бесконечной среде?

3. Напишите общее решение уравнения диффузии с материальным параметром для прямоугольного параллелепипеда с нулевыми граничными условиями и плоским источником нейтронов на его нижнем торце.

4. Что такое измеряемая величина?

5. Что такое погрешность измеренной величины?

6. Как рассчитать погрешность результатов косвенных измерений?

7. Что такое $W\{\ln[N_{00}(z)]\}$ – статистический вес логарифма $N_{00}(z)$ (дать его определение)? В каких случаях и для чего используется статистический вес?

8. Как рассчитать коэффициент релаксации нейтронного поля (и его погрешность!) по измеренному аксиальному распределению скорости регистрации нейтронов?

9. Поясните, почему изменение аксиального коэффициента релаксации нейтронного поля вследствие введения поглотителей в ПКС можно считать равным изменению геометрического параметра ПКС?

10. Подтверждается ли экспериментально неизменность спектра нейтронов при введении в ПКС поглощающих стержней?

2. ПРИМЕНЕНИЕ ЧАСТНЫХ РЕШЕНИЙ УРАВНЕНИЙ КИНЕТИКИ В ТОЧЕЧНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ ДЛЯ ОБОСНОВАНИЯ ЭКСПЛУАТАЦИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ, ВЫПОЛНЯЕМЫХ НА ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ [2], [3], [4], [5]

Частные решения уравнений кинетики положены в основу математических моделей экспериментов, выполняемых в процессе физического пуска ядерного реактора (ЯР) и его нормальной эксплуатации:

безопасного подхода к критическому состоянию при загрузке топлива в активную зону ЯР;

определения реактивности (подкритичности) подкритического ЯР;

определения реактивности, вносимой стержнями регулирования в критический ЯР:

– посредством определения асимптотического периода разгона ЯР;

– посредством дифференциальной обработки переходного процесса после сброса поглощающего стержня;

– посредством интегральной обработки переходного процесса после сброса поглощающего стержня.

2.1. Построение зависимости обратного умножения нейтронов в процессе загрузки топлива в активную зону ядерного реактора и подхода к критическому состоянию

Система уравнений кинетики ядерного реактора в точечном приближении имеет вид

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} n + \sum_{i=0}^6 \lambda_i C_i + S ; \quad (2.1)$$

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} n - \lambda_i C_i, \quad i = 1 \dots 6,$$

где n – плотность нейтронов; Λ – время генерации мгновенных нейтронов, $\Lambda = \lambda' / K_{эф}$, λ' – время жизни мгновенных нейтронов в реакторе; $K_{эф}$ – эффективный коэффициент размножения нейтронов (см. п. 1.10.); C_i , λ_i – концентрация и постоянная распада ядер-эмиттеров i -й группы; β_i – доля запаздывающих нейтронов i -й группы при делении (отношение числа эмитированных запаздывающих нейтронов i -й группы к полному числу эмитированных нейтронов деления); $\beta = \sum \beta_i$; $\rho = \frac{K_{эф} - 1}{K_{эф}}$ – реактивность; S – мощность источника нейтронов.

Под S может подразумеваться как внешний источник нейтронов, так и источник, обусловленный вторичными ядерными реакциями с испусканием нейтронов: (γ, n) , (α, n) , спонтанное деление и др.

В подкритической сборке с источником нейтронов S после внесения в нее реактивности ρ (не переводящей ее в критическое или надкритическое состояние) и завершения переходного процесса устанавливается стационарная плотность нейтронов $n_{ст}$, описываемая системой уравнений в форме

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} n + \sum_{i=0}^6 \lambda_i C_i + S = 0; \quad (2.1a)$$

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} n - \lambda_i C_i = 0, \quad i = 1 \dots 6.$$

Решение этой системы:

$$n_{ст} = -S \frac{\Lambda}{\rho}. \quad (2.2)$$

В точном приближении, стационарная плотность потока нейтронов в подкритической сборке пропорциональна мощности источника нейтронов и обратно пропорциональна реактивности подкритической сборки. $n_{ст} \rightarrow \infty$ при $\rho \rightarrow 0$. Знак минус в (2.2) отражает то обстоятельство, что в подкритической сборке $\rho < 0$.

Величина, обратная стационарной плотности нейтронов

$$\frac{1}{n_{\text{ст}}} = -\frac{\rho}{S\Lambda}, \quad (2.3a)$$

имеет своим пределом 0 при $\rho \rightarrow 0$.

Если в сборке установлен детектор нейтронов, то $N_{\text{ст}}$ – число зарегистрированных им нейтронов пропорционально плотности нейтронов $n_{\text{ст}}$

$$N_{\text{ст}} = Kn_{\text{ст}},$$

где K – коэффициент пропорциональности. Теперь соотношение (2.3a) приобретает вид

$$\frac{1}{N_{\text{ст}}} = -K \frac{\rho}{S\Lambda}. \quad (2.4)$$

Зависимость (2.4) положена в основу экспериментального метода, используемого для экстраполированной (из области подкритичности) оценки критической величины параметра, изменяемого в процессе подхода к критическому состоянию (массы топлива, толщины или высоты отражателя).

Безопасная процедура подхода к критическому состоянию состоит в измерении скорости регистрации нейтронов $N_{\text{ст}}^i$ после каждого изменения параметра и завершения переходного процесса с последующим построением зависимости RM – обратного умножения плотности нейтронов в сборке от величины изменяемого параметра:

$$RM = \frac{N_{\text{ст}}^0}{N_{\text{ст}}^i} = \frac{\rho^i}{\rho^0}, \quad (2.5)$$

где $N_{\text{ст}}^0$ – скорость регистрации нейтронов при первоначальном значении изменяемого параметра; RM – обратное умножение.

На каждом этапе увеличения реактивности производится экстраполяция этой зависимости к нулю и определение критического

значения изменяемого параметра (рис. 2.1). Этапы увеличения реактивности планируются так, чтобы никоим образом не перейти через критическое состояние. Например, изменение параметра на каждом шаге не должно превышать $1/3$ его изменения до определенного на предыдущем этапе критического значения. Критический параметр может считаться определенным, если его величина не изменяется на нескольких последовательных этапах (шагах) увеличения реактивности.

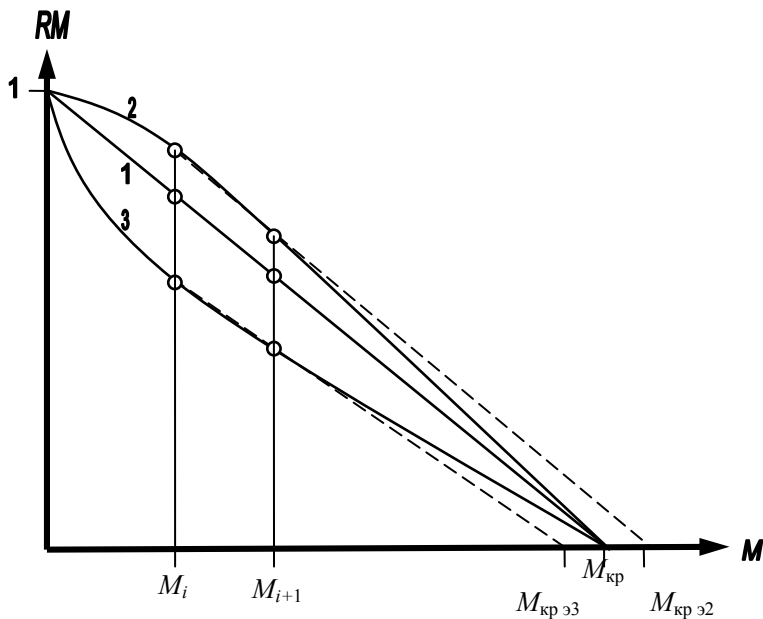


Рис. 2.1. Зависимости обратного умножения нейтронов источника от массы загруженного в подкритическую сборку топлива: M_i и M_{i+1} – массы топлива, загруженные на i и $i+1$ этапах; $M_{кр\ э2}$ и $M_{кр\ э3}$ – критические массы, полученные в результате экстраполяции по зависимостям 2 и 3

В условиях точечного приближения всегда имеет место линейная зависимость 1.

На рис. 2.1 приведены типичные формы зависимостей обратного умножения нейтронов, реализуемые при изменении массы топлива в сборке и обусловленные отклонением от условий от точечного приближения.

Реальный детектор нейтронов чувствителен как к нейтронам, возникшим в сборке в результате деления ядер топлива, так и к нейтронам, испущенным источником. Более того, эффективность детектора к этим группам нейтронов может изменяться при изменении, например, массы загруженного топлива. Положение детектора и источника нейтронов в подкритической сборке также влияет на эффективность детектора и, как следствие, форму кривой обратного умножения.

Приближение детектора к источнику нейтронов (или повышение чувствительности детектора к нейтронам источника) придает кривой обратного умножения форму 2. Такая зависимость чрезвычайно опасна. Ее необходимо исключить выбором местоположения источника и детекторов нейтронов. Если этого не сделать, то возможна экстраполяция в область закритичности (рис. 2.1) с последующим возникновением аварийной ситуации.

Если к моменту начала эксперимента в реакторе еще не установилось собственное пространственное распределение нейтронов, то реализуется зависимость 3.

После изменения влияющего на реактивность параметра стационарная плотность нейтронов в сборке устанавливается лишь по завершении переходного процесса. Продолжительность переходного процесса увеличивается по мере приближения сборки к критическому состоянию. Скорость регистрации нейтронов следует измерять после завершения переходного процесса и достижения стационарной плотности нейтронов в сборке.

2.2. Определение реактивности, вносимой стержнями регулирования ЯР, посредством измерения асимптотического периода увеличения мощности реактора

Общее решение уравнений кинетики ЯР (2.1), в который введена реактивность ρ , может быть представлено в виде суммы экспонент

$$n(t) = \sum_{j=0}^6 A_j e^{t/T_j}, \quad (2.6)$$

где T_j – периоды решения характеристического уравнения системы (2.1):

$$\rho = \frac{\Lambda}{T} + \sum_i \frac{\beta_i}{1 + \lambda_i T}. \quad (2.7)$$

Если в критический реактор введена реактивность $0 < \rho < \beta$, то:

$|T_0| > |T_i|$, $I = 1 \dots 6$;

знак T_0 совпадает со знаком введенной реактивности;

$\lim T_0 = \infty$ при $\rho \rightarrow 0$;

$T_1 \dots T_6$ – отрицательны.

Через некоторое время после введения реактивности экспоненты с отрицательными показателями затухнут, и решение примет асимптотическую форму

$$n(t) = A_0 e^{t/T_0}. \quad (2.8)$$

Измерив экспериментально асимптотический период разгона реактора T_0 и подставив его в (2.7), получим величину введенной реактивности ρ .

Реализация изложенного выше алгоритма определения введенной реактивности обусловлена следующими ограничениями:

от момента введения реактивности и до завершения измерения асимптотического периода T_0 не должно изменяться положение стержней автоматического регулирования мощности реактора;

рост мощности за время, необходимое для затухания экспонент с отрицательными показателями и измерения асимптотического периода, не должен приводить к проявлению обратных связей в реактивности или создавать угрозу безопасности реактора.

Для затухания переходного процесса и достижения асимптотического периода в реакторе требуется $(3-4)\bar{\tau}$, где $\bar{\tau}$ – среднее время жизни эмиттеров запаздывающих нейтронов. Для осколков деления U^{235} тепловыми нейтронами $\bar{\tau} \approx 13$ с.

Ограничивая величину вводимой положительной реактивности предельным значением (например, $\rho < 0,3\beta$), тем самым ограничивают минимальную величину асимптотического периода ($T_0 > 30$ с). Поскольку определение реактивности начинается на минимальном – «нулевом» уровне мощности, то увеличение мощности в 3–5 раз не изменяет существенно температуру активной зоны и не создает угрозы возникновения аварийной ситуации.

Метод неприменим в реакторах с бериллиевым или тяжеловодным (D_2O) замедлителем. Дело в том, что некоторые осколки деления в процессе распада испускают жесткие γ -кванты. Эти γ -кванты, взаимодействуя с ядрами дейтерия и бериллия, имеющими низкую энергию связи нейтрона, рождают запаздывающие фотонейтроны. Среднее время жизни эмиттеров запаздывающих γ -квантов в уран-тяжеловодном реакторе 24 минуты, в уран-бериллиевом реакторе 3,3 часа. Хотя фотонейтроны обычно составляют малую долю полной плотности нейтронов, их влияние на кинетику реакторов может быть значительным. **Время достижения асимптотического периода становится недопустимо большим**, что исключает применение метода асимптотического периода как в связи с возможностью возникновения обратных связей по реактивности, так и по соображениям безопасности.

2.3. Определение реактивности, вносимой стержнем регулирования ЯР, посредством обработки переходного процесса после сброса стержня

Проблема недопустимо большого времени достижения асимптотического периода в реакторе, активная зона которого содержит дейтерий или бериллий, преодолена в методе сброса стержня регулирования в стационарный критический реактор. Точнее – она перенесена на этап выведения установки в критическое состояние. Измерения введенной сброшенным стержнем реактивности производится на начальном этапе переходного процесса изображенного на рис. 2.2. Поскольку среднее время жизни подавляющего количества эмиттеров запаздывающих нейтронов (как осколков деления, так и эмиттеров запаздывающих фотонейтронов) превышает это время, то распределение концентраций эмиттеров запаздывающих нейтронов, сформированное в процессе достижения стационарного критического состояния, на начальном этапе переходного процесса изменится незначительно.

Разработаны два варианта методов, различающихся предположением о длительности сброса:

«мгновенный» сброс;

сброс в течение некоторого конечного времени ϵ .

В предположении возможности «мгновенного» сброса стержня переходный процесс можно описать системой уравнений кинетики (1.6) с одной группой запаздывающих нейтронов, характеризуемой постоянной распада λ (1.12):

$$\lambda = \frac{\sum_i \lambda_i C_i}{\sum_i C_i}. \quad (2.9)$$

Решение системы (1.6), после «мгновенного» сброса стержня в критический реактор, имеет вид:

$$n(t) = n(0) \left[\frac{\beta}{\beta - \rho} e^{\frac{t}{T_0}} - \frac{\rho}{\beta - \rho} e^{\frac{t}{T_1}} \right], \quad (2.10)$$

где $n(0)$ – плотность нейтронов в критическом реакторе до сброса стержня; T_0 и T_1 – соответственно, установившийся и переходный периоды: $T_0 = \frac{\beta - \rho}{\lambda \rho}$, $T_1 = -\frac{\Lambda}{\beta - \rho}$.

Переходный процесс после сброса стержня изображен на рис. 2.2,а в полулогарифмическом масштабе. Поскольку $|T_0| \gg |T_1|$, то после затухания второго члена (2.10) переходный процесс будет представлен его первым членом:

$$n_0(t) = n(0) \frac{\beta}{\beta - \rho} e^{\frac{t}{T_0}}. \quad (2.11)$$

В полулогарифмическом масштабе (2.11) – прямая линия. Экстраполируя эту прямую к моменту $t = 0$, получим:

$$n_0(0) = \frac{n(0)\beta}{\beta - \rho} = \frac{n(0)}{1 - \frac{\rho}{\beta}}, \quad (2.12)$$

