

INDC(CCP)-60/G

ТРУДЫ

II ВСЕСОЮЗНОГО СОВЕЩАНИЯ

**МЕТРОЛОГИЯ  
НЕЙТРОННОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ  
НА РЕАКТОРАХ  
И УСКОРИТЕЛЯХ**

МОСКВА-1974

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ  
ИНФОРМАЦИИ И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ПО АТОМНОЙ НАУКЕ И ТЕХНИКЕ  
ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ  
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ И РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

**МЕТРОЛОГИЯ  
НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
НА РЕАКТОРАХ И УСКОРИТЕЛЯХ**

ТРУДЫ II ВСЕСОЮЗНОГО СОВЕЩАНИЯ  
Москва, 14-17 октября 1974 г

ПОД РЕДАКЦИЕЙ  
КАНД. ТЕХН. НАУК Р.Д.ВАСИЛЬЕВА

ТОМ 2

---

МОСКВА-1974

УДК 539.165.8:621.039.57:621.384.6

В сборнике опубликованы материалы II Всесоюзного совещания по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. Совещание организовано Государственным комитетом стандартов Совета Министров СССР, Государственным комитетом по использованию атомной энергии СССР и Всесоюзным научно-исследовательским институтом физико-технических и радиотехнических измерений и проведено в Москве 14-17 октября 1974 г.

Доклады посвящены вопросам радиометрии и спектрометрии нейтронов на ядерно-физических установках (реакторах, критических сборках, электростатических ускорителях и т.д.) и проблемам метрологического обеспечения измерений.

В соответствии с тематикой совещания доклады подразделены по следующим направлениям:

- проблемы метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях (2 доклада, пленарное заседание);
- средства измерений характеристик полей нейтронов и стандартные образцы. Градуировка и аттестация (44 доклада, секция I);
- измерения характеристик полей нейтронов на реакторах и ускорителях (23 доклада, секция II);
- сличения на реакторах (6 докладов, секция III);
- ядерные данные для нейтронных измерений и метрологические вопросы их исследований (6 докладов, секция IV);
- определение погрешностей и планирование экспериментов (6 докладов, секция V).

Сборник состоит из двух томов. В том I включены материалы, доложенные на пленарном заседании и секции I, в том 2 - материалы секций II-V. В томе 2 имеется приложение в виде двух государственных стандартов для области нейтронного излучения.

© Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИАтоминформ), 1974.

## СО Д Е Р Ж А Н И Е

ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЕЙ НЕЙТРОНОВ НА РЕАКТОРАХ  
И УСКОРИТЕЛЯХ

Секция П .....	7
О погрешности восстановления характеристик поля нейтронов по сигналам ДПЗ на примере реактора АМБ-200 Белоярской атомной электростанции. В.К.Горюнов, В.Ф.Любченко.....	9
Прецизионные измерения плотности потока тепловых нейтронов на ядерных реакторах при помощи ДПЗ. Р.Д.Васильев, В.П.Ярына, Н.Б.Галиев, Н.Д.Розенблюм, М.Г.Мительман, А.А.Кононович .....	12
Определение спектра надтепловых нейтронов методом кадмиевых отношений для резонансных детекторов. Р.Д.Васильев, В.П.Ярына ..	15
Измерение спектров промежуточных нейтронов детекторами с $^{235}\text{U}$ в кадмиевом и борном фильтрах. С.Н.Крайтор, Т.В.Кузнецова, К.К.Кушнерева .....	18
Применение метода многосферного анализа для измерения спектров нейтронов от импульсных источников излучения. Б.И. Кузнецов, И.Н.Тихоненко, А.Т.Скворцов .....	23
Методы восстановления спектров быстрых нейтронов реактора с использованием ЭВМ, применяемые в МИФИ. Е.А.Крамер-Агеев, М.И.Николаев, Е.Г.Тихонов, В.С.Трошин .....	24
Анализ восстановления нейтронных спектров методом минимизации направленного расхождения по результатам антивационных измерений. В.Д.Ларцев, Л.Ю.Самойлова, Я.К.Хисамдинов, Ю.И.Чернухин .....	81
Влияние погрешностей в экспериментальных данных на погрешность восстановления спектров нейтронов методом минимизации направленного расхождения. Г.Г.Дорошенко, С.Н.Крайтор, Е.С.Леонов .....	86
Влияние состава набора детекторов на основе делящихся изотопов при измерении спектров промежуточных и быстрых нейтронов. Г.Г.Дорошенко, С.Н.Крайтор, Е.С.Леонов .....	40

Сравнение методов ортонормального разложения и минимизации направленного расхождения при восстановлении спектров быстрых нейтронов. Г.Г.Дорошенко, С.Н.Крайтор, В.С.Леонов, Г.А.Фролова .....	45
Расчет плотности потока быстрых нейтронов в реакторе МР. В.Ф.Красноштанов, В.М.Авраменко, Ю.Р.Кеворкян .....	49
Метрология характеристик полей быстрых нейтронов на исследовательском реакторе МР. А.В.Бородин, В.И.Вихров, Ю.Р.Кеворкян, В.Ф.Красноштанов .....	54
О повышении достоверности рутинных измерений наведенной $\beta$ -активности детекторов сопровождения. А.В.Бородин, В.И.Вихров .....	55
Спектр плотности потока замедляющихся нейтронов в реакторе ВВР-М. П.Я.Васильев, К.А.Копылев, Р.Э.Пикулик, Ю.Н.Семенов, Т.А.Чернова .....	57
Топография нейтронных полей активной зоны реактора ВВР-М. Ю.И.Кресик, В.И.Кузнецов, С.С.Лемакин, В.Н.Логунев, В.Е.Лысенко, Г.Р.Вандылов, Е.И.Насечкин .....	59
Исследования пространственно-энергетического распределения тепловых и быстрых нейтронов вблизи центральной "ловушки" реактора ИВВ-2. С.Г.Карибченко, Е.Н.Попков, Н.Н.Пonomарев, Ю.А.Сафин, Е.М.Сулимов, В.И.Уваров, Л.И.Кувченко .....	70
Измерения спектра быстрых нейтронов в быстро-тепловой критической сборке. М.В.Бычков, А.В.Скобкарев, А.И.Евчук, И.Г.Серафимович, Ю.И.Чуркин .....	78
Исследование спектров быстрых нейтронов реактора ИИН-3. С.Н.Байкалов, В.С.Королев, В.Е.Хвостинцов, В.Е.Чарико, В.В.Чубинский .....	79
О систематических погрешностях при внутриреакторных измерениях калориметром интегрального теплового потока. С.С.Огородник, В.Д.Полов .....	86
Анализ погрешностей определения нейтронной поглощенной дозы в водороде различными калориметрическими методами. С.С.Огородник, В.Д.Полов, Ю.Л.Цоглин .....	87
Измерение удельного тепловыделения топливного образца в нейтронном поле реактора ВВР-М. А.В.Никонов, В.Е.Кли-	88

Метод физического интегрирования с использованием гана- дия для измерения плотности потока нейтронов. Р.Д.Васильев, С.Г.Кондратенко, В.П.Ярына, В.Ф.Шевченко .....	90
Градуировка энергетической шкалы ускорителей Ван де Граафа по порогам $\rho$ , $n$ -реакций. В.И.Потапкин, В.Ф.Шевченко, Р.Д.Васильев .....	94

### СЛИЧЕНИЯ НА РЕАКТОРАХ

Секция III .....	99
------------------	----

Сличения методик определения спектрального коэффициента- $\rho_{\text{эф}}$ нейтронного поля реактора МРТ-2000. Х.Я.Бондарс, Я.К.Вейн- берг, А.А.Лаленас, А.А.Аглицкий, С.С.Ломакин, А.Г.Морозов, Р.Д.Васильев, Е.И.Григорьев, Р.Б.Тарновский, Ю.П.Бакулин, С.Ю.Новдрачев, В.В.Чехлаев .....	101
--	-----

Сличения результатов восстановления тестового спектра нейтронов активационными методами. Г.А.Борисов, Р.Д.Васильев, Е.И.Григорьев, В.П.Ярына .....	106
--	-----

Сличения на реакторе ВВР-50. Р.Д.Васильев, Е.И.Григорьев, В.П.Ярына, Ю.А.Егоров, Ю.В.Панкратьев .....	109
--	-----

Результаты сравнительных нейтронных измерений на импульс- ном реакторе. В.М.Багаев, Г.М.Ликалов, В.А.Соловьев, Е.И.Григорьев .....	116
--	-----

Сравнительные характеристики отечественных аварийных дозиметрических систем. И.Б.Кеирим-Маркус, В.А.Князев, С.Н.Крайтор .....	121
---	-----

Третье международное сравнение аварийных дозиметриче- ских систем. И.Б.Кеирим-Маркус, В.А.Князев, С.Н.Крайтор.....	180
---	-----

### ЯДЕРНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ НЕЙТРОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ И МЕТРОЛОГИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ ИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Секция IV .....	131
-----------------	-----

О деятельности Центра по ядерным данным. В.Н.Манохин.....	133
---	-----

О Центре по данным о строении атомного ядра и ядерных реакциях. Ф.Р.Чукреев .....	136
--	-----

Спектр нейтронов спонтанного деления $^{252}\text{Cf}$ в диапазоне 0,01–10 МэВ. В.Н.Нефедов, Б.И.Старостов, А.Ф.Семенов .....	139
Аппроксимация сечений пороговых реакций ортонормальными полиномами. Х.Н.Бондарс, А.А.Лапенас .....	143
О метрологическом обосновании исследований сечений взаимодействия нейтронов на ядерном реакторе. Ю.А.Егоров, Ю.В.Панкратьев, В.Д.Толстых .....	144
О метрологическом подходе к оценке нейтронных сечений для некоторых влияющих эффектов в воздухе. Ю.А.Медведев, Б.А.Статива, Б.М.Степанов, Г.Я.Труханов .....	152
<b>ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОГРЕШНОСТЕЙ И ПЛАНИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ</b>	
<b>Секция У</b> .....	157
Статистические методы обработки результатов наблюдений при косвенных измерениях. Ж.Ф.Кудряшова, С.Г.Рабинович .....	159
Статистические методы оценки характеристик зависимостей, аппроксимируемых прямыми линиями. М.К.Кузьминых, Э.М.Центер .....	163
Статистические способы выбора средств и методов измерений. М.К.Кузьминых, Э.М.Центер .....	167
Некоторые вопросы определения погрешностей экспериментальных и оцененных ядерных данных. Ю.Г.Бобков, В.Н.Манохин..	167
Оценка информативности экспериментов по измерению средних на спектре спонтанного деления $^{252}\text{Cf}$ сечений деления изотопов $^{239}\text{Pu}$ , $^{240}\text{Pu}$ , $^{241}\text{Pu}$ , $^{238}\text{U}$ . Л.Н.Усачев, Ю.Г.Бобков..	176
Планирование экспериментов и оценок по нейтронным данным для реакторов. Ю.Г.Бобков, Л.Т.Пятницкая, Л.Н.Усачев.....	180
<b>ПРИЛОЖЕНИЕ</b> .....	187
Нейтронное излучение. Термины и определения (изложение содержания ГОСТ 19.849-74) .....	189
Государственный специальный эталон и общесоюзная поверочная схема для средств измерений плотности потока нейтронов на ядерно-физических установках (ГОСТ 8.105-74).....	201

**С е к ц и я II**  
**ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЕЙ НЕЙТРОНОВ**  
**НА РЕАКТОРАХ И УСКОРИТЕЛЯХ**

**Председатели:**

**Ю.А.Егоров** - Государственный комитет по  
использованию атомной энергии СССР, Москва

**В.М.Грязев** - Научно-исследовательский институт  
атомных реакторов им.В.И.Ленина, Дмитровград





О ПОГРЕШНОСТИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЯ НЕЙТРОНОВ ПО СИГНАЛАМ ДПЗ НА ПРИМЕРЕ РЕАКТОРА АМБ-200 БЕЛОЯРСКОЙ АТОМНОЙ ЭЛЕКТРОСТАНЦИИ

В.К.Горюнов, В.Ф.Дубченко

Физико-энергетический институт, Обнинск

Для надежной и экономичной работы ядерного реактора необходим контроль распределения плотности потока нейтронов, в частности по радиусу активной зоны. На реакторах Белоярской АЭС применяют детекторы прямого заряда с родиевым эмиттером (ДПЗ), размещенные в технологических каналах и выполняющие измерения интегральной по высоте активной зоны плотности потока нейтронов. Погрешность измерения плотности потока в реперных точках и погрешность ее интерполяции для каналов без детекторов составляют в основном погрешность системы контроля распределения энерговыделения. Эта система построена из ДПЗ, вторичной электронной аппаратуры и интерполирующего устройства, которым может служить аналоговое устройство, например типа применяющегося на реакторах Билибинской АЭС, или внешняя ЭВМ, используемая на Белоярской АЭС.

Распределение плотности потока нейтронов восстанавливают по показаниям дискретно размещенных в активной зоне ДПЗ методом линейной интерполяции. Интерполируют величину так называемого макрополя плотности энерговыделения  $\omega(\vec{r})$  по сигналам трех датчиков, образующих интерполяционный треугольник:

$$\omega(\vec{r}_i) = \frac{\Phi(\vec{r}_i)}{k(\vec{r}_i)} = \sum_j a_{ij} \frac{i(\vec{r}_j)}{k(\vec{r}_j)C(\vec{r}_j)}, \quad (1)$$

где  $\Phi(\vec{r}_i)$  - поток в технологическом канале с координатой  $\vec{r}_i$ ;  
 $k(\vec{r}_i)$  - коэффициенты учета искажений нейтронного поля в канале с координатой  $\vec{r}_i$  вблизи неоднородностей - пустых ячеек и стержней регулирования;  $a_{ij}$  - коэффициенты линейной интерполяции;  
 $C(\vec{r}_j)$  - обогащение канала с координатой  $\vec{r}_j$ , где установлен датчик.

Величину макрополя плотности энерговыделения  $\omega(\vec{r})$  можно рассматривать как случайное поле, описывающее стационарный и однородный процесс с пространственной автокорреляционной функцией  $K(|\vec{r}|)$  вида:

$$K(|\vec{r}|) = \sigma_w^2 \exp(-\alpha|\vec{r}|) \cos \beta|\vec{r}|; \quad (2)$$

здесь  $\sigma_w^2$  - дисперсия поля  $w(\vec{z})$ ;  $\alpha$  и  $\beta$  - константы для данного типа реактора. Для II реактора Белоярской АЭС  $\sigma_w^2 \sim 50(\%)^2$ ,  $\alpha \sim 0,5 \text{ м}^{-1}$ ,  $\beta \sim 1 \text{ м}^{-1}$ . Знание функции  $K(i\vec{z}_1)$  может быть использовано для определения погрешности интерполяции функции  $w(\vec{z})$  по ее значениям в реперных точках.

В работе [1] показано, что при восстановлении потока  $\phi(\vec{z})$  по сигналам размещенных в активной зоне ДПЗ погрешность расчета  $\phi(\vec{z})$  складывается из следующих величин:

1. Средняя квадратическая погрешность измерения значения макрополя в реперных точках  $\sigma_\psi$ . В различных каналах, входящих в интерполяционный треугольник, влияние  $\sigma_\psi$  на погрешность расчета сказывается по-разному [1]. Средний по каналам квадрат вносимой датчиками погрешности при интерполяции  $w(\vec{z})$ ,  $\bar{\sigma}_1^2$  связан с  $\sigma_\psi$  следующим соотношением:

$$\bar{\sigma}_1^2 \sim \sigma_\psi^2 / 2. \quad (3)$$

2. Средняя квадратическая погрешность собственно интерполяции, т.е. погрешность от замены реального макрополя интерполированным макрополем между сигналами датчиков  $\sigma_2$ . Эта величина зависит от многих факторов: дисперсии случайного поля  $\sigma_w^2$ , геометрического положения точки для интерполирования среди реперных точек, расстояния между датчиками или их числа, параметров  $\alpha$  и  $\beta$ , функции  $K(i\vec{z}_1)$ . Для II реактора Белоярской АЭС получена формула среднего по каналам квадрата погрешности

$$\bar{\sigma}_2^2 = \sigma_w^2 \left( \frac{1,17}{\sqrt{N}} + \frac{3,32}{N} \right), \quad (4)$$

где  $N$  - число ДПЗ в центральной части зоны, охватывающей 560 технологических каналов.

3. Погрешность определения параметров, используемых при переходе от макрополя  $w(\vec{z})$  к плотности потока нейтронов в технологическом канале, таких, как положение стержней регулирования и искажение поля нейтронов вблизи неоднородностей  $\sigma_3$ .

4. Погрешность процедуры вычисления  $\sigma_4$ . На Белоярской АЭС для расчетов используют внешнюю ЭВМ, погрешность вычислений мала и  $\sigma_4 = 0$ . Применение аналоговых устройств повышает оперативность контроля, но несколько увеличивает погрешность вычислений.

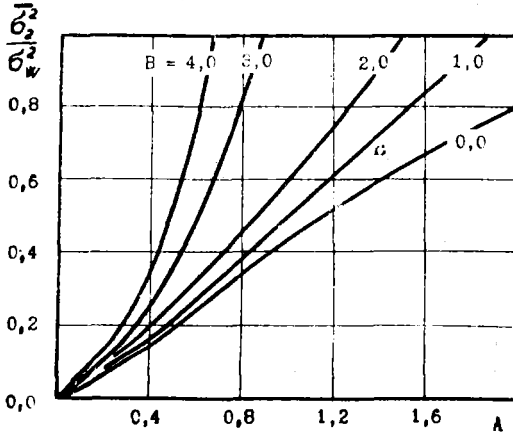
## II

Погрешность восстановления нейтронного поля  $\sigma$  складывается из перечисленных погрешностей следующим образом:

Показано, что для центральной части зоны II реактора БАЭС с 59 ДПЗ средняя квадратическая погрешность восстановления нейтронного поля составляет

$$\sigma(N=59) = \sqrt{7 + 50 \left( \frac{1,17}{\sqrt{N}} + \frac{3,32}{N} \right)} \approx 4\%$$

Для других реакторов при известных значениях параметров  $\alpha$  и  $\beta$  функции  $K(|\vec{r}|)$  погрешность собственно интерполяции может быть определена из графика на рисунке. Здесь введены следующие обозначения:  $A = \alpha T$ ,  $B = \beta/\alpha$ ,



$T$  — среднее расстояние между датчиками в интерполяционных треугольниках.

В заключение авторы выражают глубокую признательность доктору технических наук Б.Г.Дубовскому и М.В.Волкову за ценные обсуждения.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Горюнов В.К. Препринт ФЭИ-435, Обнинск, 1973.

ПРЕЦИЗИОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ  
НА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРАХ ПРИ ПОМОЩИ ДПЗ

Р.Д.Васильев, В.П.Ярына, Н.Б.Галиев

Всесоюзный научно-исследовательский институт  
физико-технических и радиотехнических измерений,  
Москва

Н.Д.Розенблюм, М.Г.Мительман, А.А.Кононович

Всесоюзный научно-исследовательский институт  
источников тока, Москва

Наиболее важная величина в области нейтронных измерений, с помощью которой характеризуют поля нейтронов, — плотность потока. В ее единице измерения — нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$  — не отражена такая существенная характеристика, как энергия нейтронов. Реальные же поля нейтронов сильно различаются по энергии (энергетическому спектру). К этому различию чувствительны в той или иной степени все измерительные средства. Данное обстоятельство следует иметь в виду при выполнении прямых измерений.

Прямыми называют измерения, при которых значение искомой величины определяют по показаниям прибора, предварительно градуированного с помощью мер этой величины, представляющих собой соответствующие градуировочные поля нейтронов. Такие измерения в общем случае включают в себя, как обязательный элемент, введение поправок, учитывающих различие условий градуировки и измерений. Реализуемая в настоящее время идея создания образцовых источников (полей) нейтронов непосредственно на ядерных реакторах для градуировки средств прямых измерений преследует цель приблизить условия градуировки к условиям реальных измерений и тем самым уменьшить вводимые поправки. В отдельных случаях возможна градуировка измерительных средств непосредственно в местах их последующего использования. Это требует специальной подготовки персонала, а также соответствующей измерительной базы и поэтому неприменимо для метрологического обеспечения массовых измерений.

Рассмотрим возможные методы прямых измерений с учетом поправок на различие энергетических спектров, выполняемые детекторами прямого заряда; эти детекторы широко применяются на ядерных реакторах для регистрации тепловых нейтронов. Вопрос о других влияющих факторах — температуре окружающей среды,  $\gamma$ -излуче-

нии, выгорании эмиттера ДПЗ и других - затрагивать не будем: он может быть предметом самостоятельных исследований.

В качестве средства градуировки возьмем образцовый источник (поле) тепловых нейтронов на основе реактора. Основная аттестуемая характеристика этого источника - эффективная плотность потока тепловых нейтронов  $\varphi$ . По этой величине градуируют (аттестуют) выборочно несколько экземпляров ДПЗ из данной партии детекторов. Выделим из протекающего в ДПЗ тока  $i$ , обусловленного только нейтронным излучением, компоненту тока  $i_T$ , вызванную тепловыми нейтронами. Учитывая это, введем два параметра ДПЗ, определяемые при градуировке и имеющие смысл чувствительности ДПЗ:

$$\alpha = \varphi / i_T$$

и

$$\beta = \varphi_T / i$$

Эти параметры используем в формулах для определения различными методами прямых измерений величин  $\varphi_T$ .

1. Метод кадмиевой разности. Этот метод основан на выделении компоненты  $i_T$  тока ДПЗ и предполагает измерение кадмиевого отношения  $\tau$  для применяемого ДПЗ в исследуемом поле нейтронов. Под кадмиевым отношением для ДПЗ будем понимать отношение тока открытого ДПЗ к току того же или идентичного ДПЗ, экранированного кадмием:

$$\tau = i_0 / i_{Cd}$$

В этом случае эффективная плотность потока тепловых нейтронов рассчитывается по формуле

$$\varphi_T = \alpha i F_d$$

где  $F_d$  - поправочный коэффициент, определяемый по соотношению

$$F_d = 1 - \frac{1}{F_{Cd} \tau}$$

здесь  $F_{Cd}$  - поправочный коэффициент, учитывающий влияние кадмиевого экрана на показания ДПЗ (ослабление надтепловых нейтронов, возникновение захватного  $\gamma$ -излучения).

2. Метод сопровождения (предлагается впервые). Представляется удобным сопровождать ДПЗ стандартным активационным детектором в виде, например, проволоки, для которого при градуировке ДПЗ в образцовом поле измерено кадмиевое отношение  $\tau_{Cd}^{corp}$ . Тогда,

если кадмиевое отношение для детектора сопровождения в измеряемом поле будет  $\alpha_{Cd}^{рад}$ , значение плотности потока тепловых нейтронов может быть определено по показаниям ДПЗ следующим образом:

$$\Phi_T = \beta \epsilon f_{\beta},$$

где поправочный коэффициент  $f_{\beta}$  определяется как отношение

$$f_{\beta} = \left(1 - \frac{1}{\alpha_{Cd}^{рад}}\right) / \left(1 - \frac{1}{\alpha_{Cd}^{теп}}\right).$$

Критерием выбора детектора сопровождения может быть достаточно хорошее моделирование при помощи его нейтронно-активационных свойств эмиттера ДПЗ.

3. Метод двух детекторов. Данный метод состоит в измерении потока тепловых нейтронов одновременно двумя ДПЗ, имеющими существенно различные соотношения чувствительности в тепловой и надтепловой областях. В качестве таких ДПЗ могут быть использованы ДПЗ с эмиттерами из родия и ванадия.

Чтобы охарактеризовать различие чувствительностей для данной пары ДПЗ, введем параметр  $\gamma^*$ , определяемый как

$$\gamma^* = \alpha_{II} / \alpha_I,$$

где  $\alpha_{II}$  и  $\alpha_I$  - кадмиевые отношения для ДПЗ типа II и I, соответственно, в одном и том же нейтронном поле.

Тогда в предположении незначительного различия в спектре надтепловых нейтронов исследуемого поля нейтронов и образцового поля нейтронов, в котором был измерен параметр  $\gamma^*$ , значение плотности потока тепловых нейтронов может быть определено следующим образом:

$$\Phi_T = \alpha_I \epsilon_I f_{\beta I},$$

где  $f_{\beta I}$  - поправочный коэффициент, вычисляемый по формуле

$$f_{\beta I} = (1 - \gamma^*) / \left(1 - \frac{\alpha_I \epsilon_I}{\alpha_{II} \epsilon_{II}} \gamma^*\right);$$

индексы I и II в этих формулах относятся к детекторам типа I и II соответственно.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРА НАДТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ МЕТОДОМ  
КАДМИЕВЫХ ОТНОШЕНИИ ДЛЯ РЕЗОНАНСНЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Р.Д.Васильев, В.П.Ярына

Всесоюзный научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений, Москва

Под кадмиевым отношением понимают отношение скорости реакции активации в исследуемом поле нейтронов для одного и того же образца (или идентичных образцов) в открытом виде и при экранировке кадмием.

Пренебрегая тепловой и резонансной самоэкранировкой и ослаблением резонансных нейтронов кадмием получим следующее очевидное соотношение между кадмиевым отношением  $\kappa_{Cd}^{1/v}$  для  $1/v$ -детектора и кадмиевым отношением  $\kappa_{Cd}$  для резонансного детектора:

$$\kappa_{Cd}^{1/v} = \kappa_{Cd} + \frac{\gamma'}{\gamma^{1/v}} (\kappa_{Cd} - 1), \quad (1)$$

где  $\gamma^{1/v}$  - резонансный интеграл  $1/v$ -части сечения активации, а  $\gamma'$  - избыточный над  $1/v$ -частью сечения резонансный интеграл. Это соотношение справедливо при любом спектре нейтронов, если резонансные интегралы  $\gamma'$  и  $\gamma^{1/v}$  определены для данного спектра и данной эффективной граничной энергии  $E_{Cd}$ .

Соотношение, аналогичное (1), можно записать, исходя из формализма Весткотта. С учетом всех поправок получим

$$\kappa_{Cd}^{1/v} = \kappa_{Cd} \frac{1 - \omega K_{Cd}}{G_T} + \frac{G_P S_0}{G_T g} K_{Cd} (F_{Cd} \kappa_{Cd} - 1); \quad (2)$$

здесь  $S_0 = 2\gamma' / (\sqrt{\pi} \sigma_0)$  и  $g$  - параметры Весткотта ( $\sigma_0$  - сечение реакции активации при скорости нейтронов  $v_0 = 2,2 \cdot 10^3$  м/с);  $K_{Cd} = (\sqrt{\pi}/4) \sqrt{E_{Cd}/E_0}$  ( $E_0 = 0,0253$  эВ - энергия нейтронов, соответствующая скорости  $v_0$ );  $G_T$  и  $G_P$  - коэффициенты самоэкранирования в тепловой и резонансных областях соответственно;  $\omega$  - небольшой ( $\omega = 0,024$  для золота) поправочный коэффициент, учитывающий отклонение от закона  $1/v$  сечения активации в области граничной энергии кадмия. Параметр  $S_0$  в формуле (2) определен в предположении  $1/E$ -спектра надтепловых нейтронов. Полупто отметим, что

$$S_0 K_{Cd} = \gamma' / \gamma^{1/v} \quad (3)$$



Рассмотрим далее спектр надтепловых нейтронов, пропорциональный  $E^{-(1-\alpha)}$ , где  $\alpha$  - некоторое положительное или отрицательное число. Будем считать, что резонансный детектор имеет один резонанс при энергии  $E_R$ . Тогда для спектра  $E^{-(1-\alpha)}$

$$J'/J'^{1/2} = (J/J'^{1/2}) (E_R/E_{Cd})^\alpha (1-2\alpha). \quad (4)$$

В этом случае формула (2) примет вид

$$\tau_{Cd}^{1/2} = \tau_{Cd} \frac{1 - \omega K_{Cd}}{G_T} + \frac{G_P S_0}{G_T \gamma} K_{Cd} (F_{Cd} \tau_{Cd} - 1) (1 - 2\alpha) \left(\frac{E_R}{E_{Cd}}\right)^\alpha. \quad (5)$$

Полученное соотношение дает возможность определить коэффициент  $\alpha$  по измеренным кадмиевым отношениям для  $1/\sqrt{J}$ -детектора и резонансного детектора. Можно также использовать два резонансных детектора. В этом случае  $\alpha$  определяют из уравнения, получаемого после приравнивания правых частей формулы (5) для двух резонансных детекторов.

Предложенный метод опробован при оценке спектра надтепловых нейтронов в эталонном источнике тепловых нейтронов ВНИИТРИ [1].

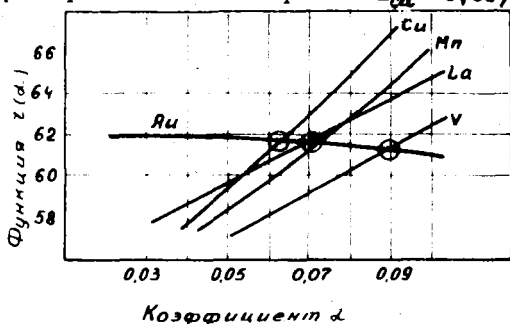
Некоторые характеристики использованных в измерениях резонансных детекторов приведены в таблице.

Изотоп-мишень	Толщина детектора, мг/см <sup>2</sup>	Эффективная энергия резонанса $\bar{E}$ , эВ	$G_T$	$G_P$	$S_0$	$\tau_{Cd}$
Золото-197	21,6	5,35	0,979	0,507	17,3	3,89
Лантан-139	16	72,4	0,995	$G_P S_0 = 0,933$		18
Марганец-55	51	402	0,977	0,825	0,666	22,9
Медь-63	20	638	0,995	0,920	10,730	20,7
Ванадий-51	85	4160	0,981	$G_P S_0 = 0,107$		42,0

Вместо истинных значений энергии основных резонансов реакций активации использовали эффективные значения энергии  $\bar{E}_R$  [2]. При этом учитывается вклад наиболее значительных побочных резонансов в активацию образцов.

Значения  $G_P S_0$  для лантана и ванадия получили на основании обработки результатов экспериментов работ [2,3]. В измерениях применяли экраны из кадмия толщиной 1 мм, для которых  $K_{Cd} = 2,293$

(изотропное поле нейтронов  $E_{\text{ср}} = 0,68$ ). Рисунок иллюстрирует процедуру графического определения коэффициента  $\alpha$  описанным методом.



Результат  $\alpha = 0,06 \pm 0,07$ , полученный в данном эксперименте, находится в удовлетворительном согласии с результатами определения  $\alpha$  методом вычитания вклада  $I/\gamma$ -части сечения активации [4] ( $\alpha = 0,06$ ) и ме-

тодом сравнения исследуемого спектра с известным спектром [3] ( $\alpha = 0,065$ ). Последний метод также подтверждает возрастание  $\alpha$  в области энергии нейтронов выше 1 кэВ, полученное по рассматриваемой методике (на рисунке  $\alpha = 0,09$  для ванадия).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ярныя В.И. Источник тепловых нейтронов для метрологического обеспечения измерения на ядерно-физических установках. Канд. дис. М., ВНИИФТРИ, 1973.
2. Ryves T.B., Paul E.B. J. Nucl. Energy, 22, 1968, 759.
3. Geiger K.W., Van der Zwan. Metrologia, 2, 1966, 1.
4. Методические указания по восстановлению дифференциального энергетического спектра надтепловых нейтронов методом вычитания вклада  $I/\gamma$ . М., ВНИИФТРИ, 1972.

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОВ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕТЕКТОРАМИ  
С  $^{235}\text{U}$  В КАДМИЕВОМ И БОРНОМ ФИЛЬТРАХ

С.Н.Крайтор, Т.В.Кузнецова, К.К.Куширева  
Институт биофизики ИВ СССР, Москва

Описан [1] спектрометр нейтронов на основе делящихся изотопов ДИСНЕЙ, состоящий из  $^{235}\text{U}$  в кадмиевом фильтре и борном фильтре толщиной  $1 \text{ г/см}^2 \text{ }^{10}\text{B}$ ,  $^{237}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{32}\text{S}$ . В [2] показано, что погрешность измерения спектров быстрых нейтронов может быть снижена включением в состав спектрометра детекторов с  $^{231}\text{Ra}$  и  $^{236}\text{U}$ . Погрешность спектрометрических измерений в области промежуточных нейтронов с энергией от 0,4 эВ до нескольких килоэлектронвольт может быть уменьшена, если дополнительно использовать детекторы с  $^{235}\text{U}$  в борных фильтрах меньшей толщины, например 0,1 и  $0,4 \text{ г/см}^2 \text{ }^{10}\text{B}$ .

В этом случае в эксперименте определяют разности показаний двух соседних детекторов, а именно в кадмиевом фильтре и борном фильтре  $0,1 \text{ г/см}^2 \text{ }^{10}\text{B}$ , в борных фильтрах 0,1 и  $0,4 \text{ г/см}^2 \text{ }^{10}\text{B}$  и в борных фильтрах 0,4 и  $1,0 \text{ г/см}^2 \text{ }^{10}\text{B}$ . В такой интерпретации полученные значения соответствуют показаниям трех детекторов со следующими эффективностями:

$$\begin{aligned} \epsilon_1(E) &= \delta_{\text{Cd}}(E) - \delta_{0,1}(E) = \epsilon_{\text{Cd}-0,1}; & \epsilon_2(E) &= \delta_{0,1}(E) - \delta_{0,4}(E) = \epsilon_{0,1-0,4}; \\ \epsilon_3(E) &= \delta_{0,4}(E) - \delta_{1,0}(E) = \epsilon_{0,4-1,0}, \end{aligned}$$

где  $\delta_{\text{Cd}}$ ,  $\delta_{0,1}$ ,  $\delta_{0,4}$ ,  $\delta_{1,0}$  - сечения деления  $^{235}\text{U}$  в соответствующем фильтре. Эти разностные эффективности близки к характеристикам резонансных детекторов и могут быть интерпретированы аналогичным образом, позволяя в трех энергетических точках получить значение дифференциальной плотности потока нейтронов.

Поскольку резонансные характеристики являются довольно широкими (ширина на половине высоты  $1,0-1,5 \text{ эВ}$ ), то для оценки спектрометрических возможностей этих детекторов нужно выяснить следующие три обстоятельства. Во-первых, насколько положение максимумов зависит от спектра нейтронов, что существенно для выбора энергии, которой приписывают максимум резонанса. Во-вторых, насколько существенно изменяются относительные значения показаний трех разност-

ных детекторов для разных спектров нейтронов, что существенно для определения чувствительности детекторов к двум, довольно близким по форме спектрам. В-третьих, насколько вообще отличаются между собой показания детекторов  $^{235}\text{U} + \text{Cd}$ ,  $^{235}\text{U} + 0,1 \text{ г/см}^2 \text{ IOB}$ ,  $^{235}\text{U} + 0,4 \text{ г/см}^2 \text{ IOB}$  и  $^{235}\text{U} + 1,0 \text{ г/см}^2 \text{ IOB}$  для разных спектров нейтронов, что существенно при оценке статистической погрешности и достоверности получения разностных значений.

Для оценки первого обстоятельства вычислили вклад  $\Delta N_i$  каждого интервала энергии  $\Delta \epsilon_i E$  в показания каждого  $i$ -го детектора:

$$\Delta N_i = E \int \psi(E) \epsilon_i(E) \Delta \epsilon_i E,$$

где  $\Delta \epsilon_i E = 0,5$ ;  $\psi(E)$  - спектр нейтронов. Расчет провели для нескольких спектров нейтронов, сильно отличающихся по форме в области 0,4 эВ - 0,56 МэВ. Это спектры нейтронов деления за толстой защитой из углерода, водо-водяного реактора с графитовым отражателем, тяжеловодного реактора, реакторов ИБР и БР-5 [3-7]. Результаты расчета показали, что положение максимума практически не зависит от спектра для эффективностей  $\epsilon_{0,1-0,4}$  и  $\epsilon_{0,4-1,0}$  и несколько изменяется для  $\epsilon_{\text{Cd}} - 0,1$ . Энергия нейтронов в максимумах резонансных характеристик составляет 0,7. 25 и 350 эВ.

Для оценки второго обстоятельства перечисленным спектрам рассчитали интегралы деления  $N_i$  трех разностных детекторов

$N_i = \int \epsilon_i(E) \psi(E) dE$  и сделали их нормировку относительно детектора с эффективностью  $\epsilon_{\text{Cd}-0,1}$ . Результаты расчета даны в табл. I,

Таблица I

Спектр нейтронов	Детектор		
	$\epsilon_{\text{Cd}-0,1}$	$\epsilon_{0,1-0,4}$	$\epsilon_{0,4-1,0}$
Нейтроны деления за защитой из углерода	1,0	0,250	0,068
Водо-водяной реактор с графитовым отражателем	1,0	0,26	0,078
Фермиевский спектр	1,0	0,313	0,106
Реактор ИБР ОИЯИ	1,0	0,437	0,181
Реактор БР-5	1,0	0,649	0,290

из которой следует довольно сильная чувствительность разностных показаний к форме спектра промежуточных нейтронов. Для спектра нейтронов деления за защитой из углерода отношение показаний

третьего и первого детекторов равно 0,068, для фермиевского спектра - 0,106, а для реактора БР-5 - 0,29. Следовательно, в интересующей нас области возможных спектров нейтронов указанное отношение изменяется более чем в 4 раза, что вполне можно контролировать имеющимися в настоящее время экспериментальными методами.

Для оценки третьего обстоятельства, связанного с погрешностью определения разностных показаний, рассчитали интегралы деления для  $^{235}\text{U}$ , экранированного кадмием и борными фильтрами толщиной 0,1, 0,4 и 1,0 г/см<sup>2</sup>  $^{10}\text{B}$ :

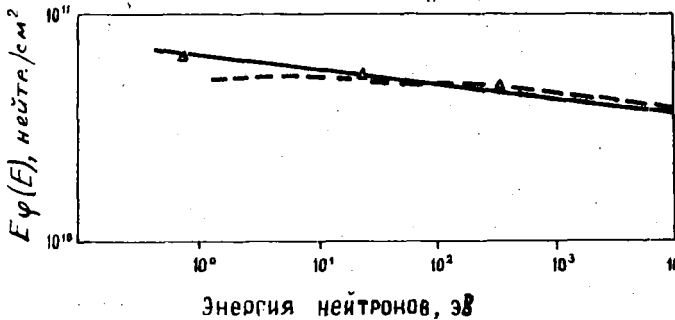
$$N_i = \int \phi_i(E) \psi(E) dE.$$

Полученные значения в области 0,4 эВ - 10 МэВ для разных спектров нейтронов приведены в табл.2. Видно, что даже для спектров с небольшим вкладом промежуточных нейтронов показания соседних детекторов достаточно отличаются и допускают точное вычисление разностей.

Таблица 2

Спектр нейтронов	Детектор			
	$^{235}\text{U} + \text{Cd}$	$^{235}\text{U} +$ 0,1 г/см <sup>2</sup> $^{10}\text{B}$	$^{235}\text{U} +$ 0,4 г/см <sup>2</sup> $^{10}\text{B}$	$^{235}\text{U}$ 1,0 г/см <sup>2</sup> $^{10}\text{B}$
Нейтроны деления за защитой из углерода	34,1	9,1	2,6	0,9
Водо-водяной реактор с графитовым отражателем	33,6	10,7	4,4	2,7
Фермиевский спектр	26,4	8,8	3,5	1,5
Реактор ИБР ОИЯИ	25,2	18,9	14,0	7,1
Реактор БР-5	26,5	18,6	13,5	9,2

Предлагаемым методом измерили спектры промежуточных нейтронов на тяжеловодном реакторе  $\text{Umda}$  [8]. Измерения выполняли на расстоянии 0,8 м от реактора. Результаты измерений приведены на рисунке. Здесь же для сравнения представлены экспериментальные данные, полученные спектрометром  $\text{SNAC}$  (---) [9]. Полученные набором детекторов с  $^{235}\text{U}$  ( $\Delta$ ) в кадмиевом и борных фильтрах результаты согласуются с ними.



Методику измерения спектров промежуточных нейтронов можно упростить, если учесть, что спектр нейтронов с энергией ниже нескольких десятков килоэлектронвольт

можно аппроксимировать степенной функцией вида  $E^{-n}$ , где  $n$  — спектральный индекс (обычно  $0,7 \leq n \leq 1,2$ ). В этом случае спектральный индекс определяют по отношению показаний детекторов  $^{235}\text{U} + \text{Cd}$  и  $^{235}\text{U} + 0,1 \text{ г/см}^2 \text{ IOB}$  (или  $^{235}\text{U} + 0,4 \text{ г/см}^2 \text{ IOB}$ ), причем для исключения влияния быстрых нейтронов из этих показаний нужно вычесть показания детектора  $^{235}\text{U} + 1,0 \text{ г/см}^2 \text{ IOB}$ .

Таким способом при оптимальной с точки зрения погрешности определении  $n$  толщины борного фильтра, равной  $0,08-0,1 \text{ г/см}^2 \text{ IOB}$  [2], измерили спектральный индекс на реакторах *Winča* и БР-5 и графитовой критической сборки. Результаты измерений вместе с имеющимися литературными данными представлены в табл.3; они достаточно хорошо согласуются между собой.

Таблица 3

Результаты измерения спектрального индекса промежуточных нейтронов

Источник нейтронов	Настоящие измерения	Литературные данные
БР-5	0,80	0,77
Реактор <i>Winča</i>	1,07	1,06
Графитовая критическая сборка	1,11	1,12

## ЛИТЕРАТУРА

1. Кошаева К.К., Крайтор С.Н., Пикельнер Л.Б. Препринт ОИЯИ РЯ-5421, Дубна, 1970.
2. Кошаева К.К., Крайтор С.Н. "Атомная энергия", 34, 1973, 49.
3. Баринов А.Л., Орлов Ю.В. В сб. "Вопросы физики защиты от излучений", вып. 4. М., Атомиздат, 1969, 64.
4. Егоров Ю.А., Жарков В.И., Орлов Ю.В. "Атомная энергия", 28, 1970, 170.
5. Romanko J., Dungan W. Neutron Dosimetry, I. Vienna, IAEA, 1963, 153.
6. Голиков В.В. [и др.] Препринт ОИЯИ 3-5736, Дубна, 1971.
7. Рябухин Ю.С. [и др.]. "Медицинская радиология", 14, 1969, 66.
8. Sandes P., Lavie Z.M. Personal Dosimetry for Radiation Accidents. Vienna, IAEA, 1965, 607.
9. Fasso P., Bricka M., Nguen M. Van Dat. SESR/SESRCI No 70 AF/BS, Cadarasche, 1970.

## ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА МНОГОСФЕРНОГО АНАЛИЗА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ ОТ ИМПУЛЬСНЫХ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Б.И.Кузнецов, И.Н.Тихоненко, А.Т.Скворцов  
Научно-исследовательский институт ядерной  
физики при Томском политехническом институте  
им.С.М.Кирова, Томск

Исследованы возможности применения метода многосферного анализа [1] для измерения спектров нейтронов от импульсных источников излучения. Для измерения спектров нейтронов применяли сферические детекторы, состоящие из полиэтиленового замедлителя и сцинтилляционного датчика. Измерения проводили на бетатроне с максимальной энергией ускоренных электронов 25 МэВ.

Регистрировали продукты  $\gamma$ -,  $n$ -реакции на вольфраме и свинце. Чтобы избежать перегрузок регистрирующей аппаратуры наводок от схем питания ускорителя, нейтроны регистрировали спустя 100 мкс после сброса электронов на мишень. Общее число нейтронов, попавших на детектор, определяли с помощью констант временного спада нейтронного потока в замедлителе детектора, которые измеряли с помощью 32-канального временного анализатора для каждой из сфер. По найденному общему числу нейтронов вычисляли обычной методикой расчета, применяемой в многосферном анализе [2], спектр нейтронов.

В докладе обсуждены особенности метода, границы его применимости при измерениях на импульсных источниках нейтронов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Bramlet et.al. Nucl. Inst. Meth., 9, 1960.
2. Баринов А.Л., Орлов Ю.В. В сб. "Вопросы физики защиты реакторов", вып.4, М., Атомиздат, 1969.



МЕТОДЫ ВОССТАНОВЛЕНИЯ СПЕКТРОВ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ  
РЕАКТОРА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭВМ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ В МИФИ

Е.А.Краммер-Агеев, М.И.Николаев, Е.Г.Тихонов, В.С.Трошин  
Московский инженерно-физический институт, Москва

Для измерения спектра быстрых нейтронов реактора часто используют пороговые детекторы нейтронов. Активационный интеграл, т.е. активность в насыщении, отнесенная к одному ядру детектора, записывают в виде

$$g_i = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \varphi(E) dE, \quad i=1, 2, \dots, m, \quad (1)$$

где  $g_i$  - активационный интеграл  $i$ -го детектора;  $\sigma_i(E)$  - сечение реакции  $i$ -го детектора;  $\varphi(E)$  - дифференциальный спектр быстрых нейтронов.

Соотношение (1) можно рассматривать как интегральное уравнение Фредгольма I-го рода относительно функции  $\varphi(E)$  при активации набора из  $m$  детекторов с различными сечениями активации.

В этом случае сечение активации следует рассматривать как функцию двух аргументов - энергии нейтронов  $E$  и номера детектора  $i$ , а активационный интеграл - как непрерывную функцию номера  $i$ .

В данном сообщении рассмотрим два метода решения интегрального уравнения (1), применяемые в МИФИ для восстановления спектра быстрых нейтронов: метод минимизации относительных среднеквадратичных отклонений (МОНКО) и метод максимального правдоподобия (ММП). Основные идеи, на которых основаны эти методы, были изложены ранее [1, 2], поэтому здесь обсуждены результаты применения названных методов.

В основе метода наименьших относительных квадратов лежит идея разложения спектра в конечный ряд по полиномам Лагерра

$$\varphi(E) = W(E) \sum_{j=0}^n C_j L_j^{(s)}(E), \quad (2)$$

где  $W(E) = E^s e^{-E}$  - весовая функция обобщенных полиномов Лагерра;  $L_j^{(s)}(E)$  - обобщенный полином Лагерра индекса  $s$  и степени  $j$ .

Подбор коэффициентов разложения  $C_j$  ( $j=0, 1, \dots, n$ ) осуществляется по методу наименьших квадратов, минимизируя квадратичный функционал:

МЕТОДЫ ВОССТАНОВЛЕНИЯ СПЕКТРОВ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ  
РЕАКТОРА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭВМ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ В МИФИ

Е.А.Крамер-Агеев, М.И.Николаев, Е.Г.Тихонов, В.С.Третьин  
Московский инженерно-физический институт, Москва

Для измерения спектра быстрых нейтронов реактора часто используют пороговые детекторы нейтронов. Активационный интеграл, т.е. активность в насыщении, отнесенная к одному ядру детектора, записывают в виде

$$q_i = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \varphi(E) dE, \quad i = 1, 2, \dots, m, \quad (1)$$

где  $q_i$  - активационный интеграл  $i$ -го детектора;  $\sigma_i(E)$  - сечение реакции  $i$ -го детектора;  $\varphi(E)$  - дифференциальный спектр быстрых нейтронов.

Соотношение (1) можно рассматривать как интегральное уравнение Фредгольма I-го рода относительно функции  $\varphi(E)$  при активации набора из  $m$  детекторов с различными сечениями активации.

В этом случае сечение активации следует рассматривать как функцию двух аргументов - энергии нейтронов  $E$  и номера детектора  $i$ , а активационный интеграл - как непрерывную функцию номера  $i$ .

В данном сообщении рассмотрим два метода решения интегрального уравнения (1), применяемые в МИФИ для восстановления спектра быстрых нейтронов: метод минимизации относительных среднеквадратичных отклонений (МОНСО) и метод максимального правдоподобия (ММП). Основные идеи, на которых основаны эти методы, были изложены ранее [1,2], поэтому здесь обсуждены результаты применения названных методов.

В основе метода наименьших относительных квадратов лежит идея разложения спектра в конечный ряд по полиномам Лагерра

$$\varphi(E) = \omega(E) \sum_{j=0}^n C_j L_j^{(s)}(E), \quad (2)$$

где  $\omega(E) = E^s e^{-E}$  - весовая функция обобщенных полиномов Лагерра;

$L_j^{(s)}(E)$  - обобщенный полином Лагерра индекса  $s$  и степени  $j$ .

Подбор коэффициентов разложения  $C_j$  ( $j = 0, 1, \dots, n$ ) осуществляется по методу наименьших квадратов, минимизируя квадратичный функционал:

$$F = \sum_{i=1}^m \left( 1 - \sum_{j=1}^m C_j z_{ij} \right)^2, \quad (3)$$

где

$$z_{ij} = \frac{1}{q_i} \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \omega(E) L_j^{(3)}(E) dE,$$

по  $m$  и количеству членов разложения  $n$ ; при этом должно выполняться требование неотрицательности спектра. Требование минимума  $F$  приводит к системе линейных алгебраических уравнений относительно  $C_j$ , имеющей весьма плохую обусловленность. Это обстоятельство потребовало разработки специальной программы для решения этой системы, так как стандартные программы не обеспечивали возможности решения с необходимой погрешностью.

Программа решения системы линейных уравнений обеспечивает анализ обусловленности матрицы системы.

В основе метода максимального правдоподобия лежит статистическое рассмотрение интегрального уравнения (I). Эта задача применительно к восстановлению спектра быстрых нейтронов впервые решена в работе [2]. Перейти от рассмотрения интегрального уравнения к решению стохастического интегрального уравнения можно, сделав подстановки

$$\left. \begin{aligned} \xi_i &= \frac{1}{m}, \\ \alpha_i(E) &= \frac{\sigma_i(E)/q_i}{\sum_{i=1}^m \sigma_i(E)/q_i}, \\ \psi(E) &= \frac{y(E)}{m} \sum_{i=1}^m \sigma_i(E) q_i, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

удовлетворяющие стохастическим условиям

$$\left. \begin{aligned} \alpha_i(E) &\geq 0, \quad i=1, 2, \dots, m, \quad \sum_{i=1}^m \alpha_i(E) = 1, \\ E \in (0, \infty) \\ \psi(E) &\geq 0, \quad E \in (0, \infty), \quad \int_0^{\infty} \psi(E) dE = 1, \\ \xi_i &\geq 0, \quad \sum_{i=1}^m \xi_i = 1. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Тогда уравнение (I) перейдет в интегральное стохастическое уравнение относительно функции  $\Psi(E)$ :

$$\int_{\omega} \alpha_i(E) \Psi(E) dE = \xi_i, \quad i = 1, 2, \dots, m. \quad (6)$$

В теории информации [3] утверждается, что средняя информация в пользу плотности распределения  $f_1(z)$  случайной величины  $z$  против плотности распределения  $f_2(z)$  при их сравнении определяется следующим образом:

$$S = \int_{\Omega} f_1(z) \log_2 \frac{f_1(z)}{f_2(z)} dz. \quad (7)$$

При этом выбор основания логарифма  $\lambda$  определяется выбором единиц измерения информации. Отношение  $f_1(z)/f_2(z)$  называется отношением правдоподобия, а произведение отношений правдоподобия в случае дискретной случайной величины  $z$  для всех точек  $z$ , в которых производится сравнение функций распределения, называется функцией правдоподобия. Для случая непрерывной случайной величины вместо произведения рассматривают сумму логарифмов отношения правдоподобия, называемую информацией. Максимум функций правдоподобия достигается одновременно с минимумом средней информации  $S$ .

Подставив выражение (5) в (7), получим

$$S = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \ln \frac{1/m}{\int_{\omega} \alpha_i(E) \Psi(E) dE}. \quad (8)$$

Причем  $S \geq 0$  для всех  $\Psi(E)$ , удовлетворяющих условиям (5); минимум  $S$  достигается только для функций, удовлетворяющих уравнениям (6), т.е. являющихся искомым решением.

Требование минимума функционала (8) приводит к итерационному процессу нахождения  $\Psi(E)$ :

$$\Psi_i(E) = \Psi_{i-1}(E) \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \frac{\alpha_i(E)}{\int_{\omega} \alpha_i(E) \Psi_{i-1}(E) dE}, \quad (9)$$

где  $\Psi_i(E)$  —  $i$ -е приближение искомого решения  $\Psi(E)$ .

В [4] показано, что итерационный процесс нахождения функционала (8) сходится при любом начальном приближении. Мы обычно использовали в качестве начального распределения равномерное.

Вопрос окончания данного итерационного процесса является сложным и в настоящее время до конца нерешенным. Предлагаем в качестве критерия окончания итерационного процесса использовать независимость  $l$ -й итерации  $\Psi_l(E)$  от номера итерации  $l$  в форме

$$\max \left| 1 - \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \frac{\alpha_i(E)}{\int_0^{\infty} \alpha_i(E) \Psi(E) dE} \right| \leq \rho. \quad (10)$$

Параметр  $\rho$  можно определить, используя его малость, как

$$\rho = 1 - e^{-I_{\min}}. \quad (11)$$

Минимум средней информации связан с пороговым критерием для функции правдоподобия  $\chi$ , определяемом из интеграла вероятности [5]:

$$I_{\min} = -\frac{1}{m} \ln \frac{\sigma}{1-\sigma}. \quad (12)$$

Обычно для такого рода исследований задается надежность  $\epsilon=99,7\%$ , с которой производится сравнение распределений. Тогда

$$\sigma = 3m \Delta, \quad (13)$$

где

$$\Delta = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \Delta_i;$$

здесь  $\Delta_i$  - средняя квадратическая погрешность случайной величины при ее определении через  $\Psi_l(E)$ . Для относительной погрешности величины  $\xi_i$  можно принять, что она полностью определяется максимальной относительной погрешностью  $\delta \alpha_i$  величины  $\alpha_i(E)$ , так как  $\Psi(E)$  нормирована.

Тогда, учитывая пороговый характер сечений детекторов, получим

$$\delta \alpha_i = \delta \sigma_i + \delta \varphi_i + \delta \mathcal{I}_1 + \delta \sigma_m, \quad (14)$$

где  $\delta \sigma_i$ ,  $\delta \varphi_i$  - относительные погрешности сечения и активационного интеграла  $i$ -го детектора.

При теоретических расчетах

$$\delta = \frac{1}{2} (1 - \varepsilon). \quad (15)$$

Окончательно

$$\rho = \begin{cases} 3\delta\alpha - \text{при обработке экспериментальных результатов,} \\ \frac{3}{2}(1-\varepsilon) - \text{при теоретических расчетах.} \end{cases}$$

При этом 
$$\delta\alpha = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \delta\alpha_i.$$

При практической реализации описанного итерационного процесса оказалось, что для получения решения с требуемой погрешностью достаточно пяти итераций.

Требование (10) может не выполняться по двум причинам:

1) в случае "глубоких и узких" функционалов (8), так как процесс (9) является градиентным; 2) с некоторого номера  $l$  функционал  $S$  будет продолжать уменьшаться при одновременном нарушении монотонности и гладкости  $\psi_l(E)$ , что вызывается наличием погрешности в  $\alpha_i(E)$  и конечной погрешности вычислений.

Особенно сильно на качество работы итерационного процесса влияет погрешность вычисления интеграла, стоящего в знаменателе. Анализ показывает, что найдутся такие точки в сечении первого детектора (детекторы с наименьшим эффективным порогом), в которых не определен ни один другой. Погрешность максимальна на участках, где определен только первый детектор. Поэтому первые две точки при восстановлении спектра приравнивали нулю, так как иначе из-за условия сохранения нормировки (5) будут "портиться" и другие участки спектра (при этом значения сечений пороговых детекторов брали с шагом 0,5 на интервале 0-17 МэВ).

На рис. I показаны результаты восстановления спектра нейтронов деления после прохождения слоя свинца толщиной 10 см ( — "исходный" спектр; — "восстановленный" спектр; - - - - полоса, ограничивающая максимальное отклонение "восстановленного" спектра от "исходного"). Там же показана полоса, в которую укладывается восстановленный спектр при внесении 10%-й погрешности в активационные интегралы. Погрешность восстановления в этом случае достигает 20% и монотонно уменьшается к концу спектра.

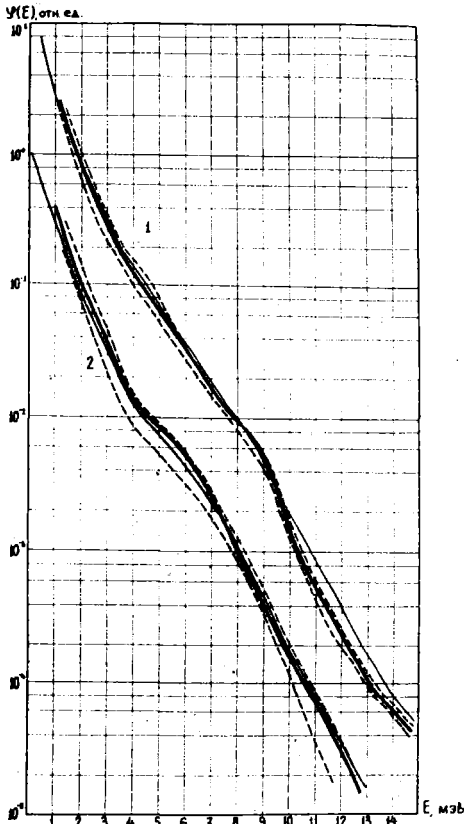


Рис. I

На рис. 2 приведено аналогичное исследование для слоя полиэтилена (50 см). В этом случае на участке 2-4 МэВ при восстановлении по МОНСО погрешность достигает 100%; это, по-видимому, объясняется тем, что большая часть нулей старших полиномов ( $n \geq 6$ ) лежит вне области определения спектра. В этом методе увеличение числа детекторов приводит к уменьшению погрешности восстановления. В ММП же существенно не количество детекторов, а их расположение по оси энергии. Это расположение должно быть таким, чтобы подынтегральные функции (I) для различных детекторов перекрывались. Практика восстановления различных спектров быстрых нейтронов показала, что при правильном подборе достаточно всего 6 детекторов, чтобы погрешность восстановления по ММП не превысила аналогичной погрешности при использовании МОНСО и 20 детекторов.

Простота алгоритма ММП позволила использовать малую ЭВМ типа "Наир-2", а применение концепции эффективного сечения позволило значительно уменьшить объем вводимой в ЭВМ информации. Это привело к большому сокращению времени, затрачиваемого на обработку данных.

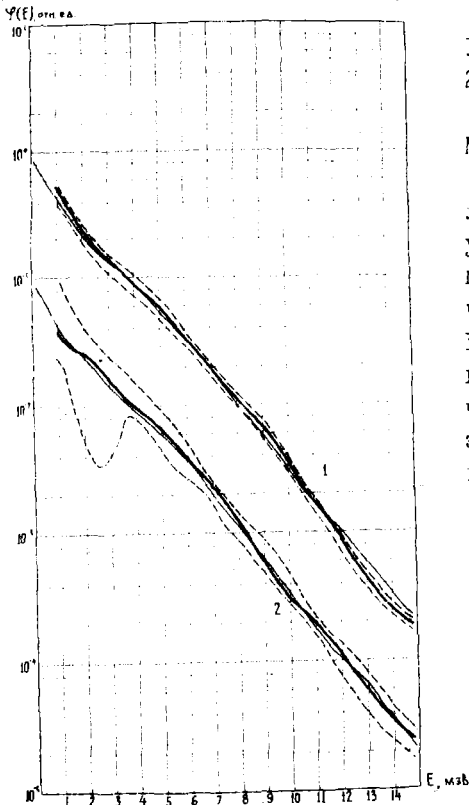


Рис. 2

## ЛИТЕРАТУРА

1. Крамер-Агеев Е.А., Тихонов Е.Г., Трошин В.С. В сб. "Вопросы дозиметрии и защиты от излучений", вып.9. М., Атомиздат, 1969, 13с.
2. Тараско М.З., Крамер-Агеев Е.А., Тихонов Е.Г. В сб. "Вопросы дозиметрии и защиты от излучений", вып. II. М., Атомиздат, 1970, 125.
3. Кульбак С. Теория информации и статистики. М., "Наука", 1967.
4. Тараско М.З. Препринт ФЭИ-156, 1969.
5. Гурский Е.И. Теория вероятностей с элементами математической статистики. М., "Высшая школа", 1971, 304.

Время подготовки данных:

1-2 дня в МОНСО (ЭВМ И220);  
20-30 мин в ММП (ЭВМ "Наири-2").

Время решения: 8-12 мин в МОНСО; 15-20 мин в ММП.

Окончательно можно сделать вывод, что ММП несколько удобнее МОНСО. Причем время полной обработки спектра сейчас может быть доведено до 30-40 мин, а с использованием концентрации эффективного сечения - и того меньше, но при этом несколько возрастает погрешность (до 30%).



АНАЛИЗ ВОССТАНОВЛЕНИЯ НЕЙТРОННЫХ СПЕКТРОВ МЕТОДОМ МИНИМИЗАЦИИ НАПРАВЛЕННОГО РАСХОЖДЕНИЯ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ АКТИВАЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

В.Д.Ларцев, Л.Ю.Самойлова, Я.К.Хисамдинов, Ю.И.Чернухин  
Государственный комитет по использованию атомной энергии  
СССР, Москва

Среди различных методов измерения энергетических спектров нейтронов ( $n$ -спектров) важное место занимает метод активационных детекторов. Суть его в том, чтобы по зарегистрированным значениям активностей детекторов  $Q_i$ , понимаемым как числа реакций определенного вида ( $n\alpha$ ,  $n\beta$ ,  $n\gamma$  и т.д.), найти дифференциальный спектр плотности потока нейтронов  $\psi(E)$ .

В конечном счете измерение  $n$ -спектра активационным методом сводится к решению интегрального уравнения Фредгольма I-го рода:

$$Q_i = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \psi(E) dE, \quad i=1, 2, \dots, N, \quad (I)$$

где  $\sigma_i(E)$  - сечение  $i$ -ой реакции, вызываемой нейтроном с энергией  $E$ ;  $N$  - число детекторов в наборе.

Из-за погрешностей исходных данных  $\sigma_i(E)$  и  $Q_i$  такая задача является некорректной [1]. Для ее решения в настоящей работе применен метод минимизации направленного расхождения (МНР) [2].

Приложение этого метода к проблеме восстановления  $n$ -спектров впервые рассмотрено в [3,4]. Цель данного исследования - определение оптимального набора детекторов для восстановления  $n$ -спектров произвольного вида (а не только относительно гладких реакторных спектров, как в [4]) в широком диапазоне энергии  $0 \leq E \leq 14$  МэВ и анализ чувствительности метода минимизации направленного расхождения к погрешностям в задании  $\sigma_i(E)$  и  $Q_i$ .

Для использованного метода при решении уравнения (I) в работе взят несколько отличный по сравнению с [3,4] итерационный алгоритм:

$$\psi^{(n+1)}(E) = \psi^{(n)}(E) \frac{\sum_{i=1}^N \sigma_i(E)/Q_i^{(n)}}{\sum_{i=1}^N \sigma_i(E)/Q_i}, \quad (2)$$

где  $n$  - порядковый номер итерации;

$$Q_i^{(n)} = \int_0^{E_{max}} \varphi^{(n)}(E) \sigma_i(E) dE \quad (E_{max} = 14,1 \text{ МэВ}) \quad (3)$$

с нулевым приближением для  $\varphi(E)$  в виде

$$\varphi^{(0)}(E)/E > 0 = 1. \quad (4)$$

В основу выбора подходящего набора активационных детекторов положен перечень нейтронных детекторов, рекомендованный "Методическими указаниями по восстановлению спектров" [5]. В качестве критерия предварительного отбора детекторов использовали два соображения: во-первых, чтобы выбранные детекторы допускали обработку результатов при измерении  $Q_i$  через промежутки времени не менее одного часа после импульсного облучения и, во-вторых, чтобы искомым минимальным набором формировался таким образом, чтобы особенности сечений  $\sigma_i(E)$  входящих в него детекторов были распределены примерно равномерно по всем участкам спектра, представляющим интерес. Кроме того, принимали во внимание обеспеченность той или иной реакции соответствующими ядерно-физическими данными.

В результате анализа большого множества "численных экспериментов" по восстановлению  $n$ -спектров различного вида был определен набор из 19 активационных детекторов:

$$\begin{aligned} &^{10}\text{B} (n, \alpha), \quad ^{239}\text{Pu} (n, f) + \text{Cd}, \quad ^{197}\text{Au} (n, \gamma), \quad ^{186}\text{W} (n, \gamma), \quad ^{239}\text{Pu} (n, f) + \text{B}, \\ &^{139}\text{La} (n, \gamma) + \text{B}, \quad ^{50}\text{Cr} (n, \gamma) + \text{B}, \quad ^{55}\text{Mn} (n, \gamma) + \text{B}, \quad ^{115}\text{In} (n, \gamma), \quad ^{37}\text{Cl} (n, \gamma) + \text{B}, \\ &^{23}\text{Mg} (n, \gamma) + \text{B}, \quad ^{59}\text{Co} (n, \gamma) + \text{Cd}, \quad ^{237}\text{Np} (n, \gamma), \quad ^{240}\text{Pu} (n, \gamma), \quad ^{238}\text{U} (n, f), \\ &^{58}\text{Ni} (n, p), \quad ^{56}\text{Fe} (n, p), \quad ^{127}\text{I} (n, 2n) \text{ и } ^{103}\text{Rh} (n, n'). \end{aligned} \quad (5)$$

Толщина слоя бора (93%  $^{10}\text{B}$ ) в (5) равна 1,2 г/см<sup>2</sup>, а кадмия - 0,5 мм.

Для представления функций  $\sigma_i(E)$  энергетическую шкалу разбивали узловыми точками на 25 интервалов (таблица). При энергии  $E \leq 0,6$  МэВ принимали групповое представление сечений, а при  $E > 0,6$  МэВ  $\sigma_i(E)$  задавали в узлах разбиения  $E_k$  с линейной интерполяцией между ними. Аналогичное представление использовали и для спектра  $\varphi(E)$ .

Выбор узловых точек  $E_k$  определялся положением особенностей функций  $\sigma_i(E)$  и поведением сечений деления  $\sigma_f(E)$  элементов ( $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ).

Найденный набор активационных детекторов (5) был апробирован в "численных экспериментах" с 15-ю типами  $n$ -спектров, сильно отличающихся между собой соотношением значений плотности потока в каждой из шести энергетических подобластей  $N_i$  ( $i=1, 2, \dots, 6$ ), указанных в таблице.

Расчеты показали, что при 25-групповом представлении спектров погрешность восстановления в наиболее важных участках, где сосредоточена основная доля нейтронов (95-99%), не превышает 20%. Некоторое увеличение погрешности наблюдается лишь в группах подобласти  $A_3$ , где отсутствуют какие-либо заметные особенности в сечениях набора активационных детекторов (5).

Погрешность восстановления спектра в подобластях, в которых содержится менее 1% нейтронов, как правило, большая, что связано с конечной ( $\sim 10\%$ ) погрешностью восстановления спектра в областях, где находится основная доля нейтронов.

Для иллюстрации сказанного выше в таблице приведены заданный ( $N_i^0$ ) и восстановленный ( $N_i$ ) групповые спектры для трех вариантов расчета. Там же указана усредненная по спектру средняя квадратическая погрешность восстановления  $\chi$ , которая для всех рассмотренных вариантов не превышала 10%.

Для анализа влияния погрешности в экспериментальных данных на погрешность восстановления  $n$ -спектров методом минимизации направленного расхождения в программе расчета по формулам (2)-(4) предусмотрели возможность внесения случайных погрешностей в показания детекторов  $Q_i$  ( $\delta Q_i$ ) и значения сечений  $\sigma_i$  ( $\delta \sigma_i$ ). При этом предполагали, что погрешность измерения равномерно распределена в интервале  $(-4, +4)\%$  для всех  $Q_i$  и в диапазоне  $(-10, +10)\%$  для всех  $\sigma_i(E)$ .

В результате "численных экспериментов" установлено, что погрешность восстановления  $n$ -спектров более чувствительна к погрешностям измерения  $Q_i$ , чем к погрешностям задания  $\sigma_i(E)$ .

Случайная погрешность в определении сечений 10% почти не сказывается на погрешности восстановления  $n$ -спектров. Внесение же погрешности 4% в показания детекторов приводит к заметному, но еще приемлемому повышению среднеквадратической погрешности восстановления. Так, при 25-групповом представлении спектров всех рассмотренных типов величина  $\chi$  в этом случае возросла с 10% до зна-

$$N_K = \int_{\Delta E_K} \psi(E) dE$$

K	$\Delta E_K, \text{эВ}$	$N_K^0$	$N_K$	$N_K^0$	$N_K$	$N_K^0$	$N_K$
A <sub>1</sub>	1 (0-0,3)	26,4	26,4	0,9	0,49	0,003	0,0041
	2 (0,3-1)	17,6	17,6	2,1	4,06	0,007	0,023
	3 (1-3)	8,81	8,81	6	5,85	0,02	0,019
	4 (3-8)	6,17	6,17	15	15,02	0,05	0,053
	5 (8-30)	4,40	4,40	66	65,9	0,22	0,22
	6 (30-100)	79,3	79,2	210	207	3,7	0,496
A <sub>2</sub>	7 (1-3) · 10 <sup>2</sup>	4,40	4,41	10,5	10,6	3,03	3,04
	8 (3-10) · 10 <sup>2</sup>	0,71	0,78	35,5	35,4	10,6	10,5
	9 (1-4) · 10 <sup>3</sup>	1,32	1,42	151	151	45,4	45,4
	10 (4-10) · 10 <sup>3</sup>	3,52	3,58	303	303,5	90,9	90,9
A <sub>3</sub>	11 (1-5) · 10 <sup>4</sup>	6,17	6,37	10,2	10,1	0,612	0,477
	12 (5-15) · 10 <sup>4</sup>	8,81	6,87	25,4	25,4	1,53	2,94
	13 (1,5-3) · 10 <sup>5</sup>	17,6	12,5	38,1	42,4	2,29	3,08
	14 (3-6) · 10 <sup>5</sup>	61,7	75,9	76,2	71,9	4,59	5,0
A <sub>4</sub>	15 (6-8) · 10 <sup>5</sup>	62,3	44	4,1	7,06	3,34	2,22
	16 (8-10) · 10 <sup>5</sup>	61,7	59	4,1	4,0	3,34	2,87
	17 (1-1,5) · 10 <sup>6</sup>	142	154	10,2	9,3	8,35	8,6
	18 (1,5-2) · 10 <sup>6</sup>	118	121	10,2	9,08	8,35	10,3
	19 (2-3) · 10 <sup>6</sup>	165	161	11,3	11,6	16,7	23
A <sub>5</sub>	20 (3-4) · 10 <sup>6</sup>	93,4	91,5	2,2	4,42	40,7	34,2
	21 (4-6) · 10 <sup>6</sup>	82,4	84,2	4,4	3,59	130	117
	22 (6-8) · 10 <sup>6</sup>	20,7	21,4	2,38	1,5	130	145
A <sub>6</sub>	23 (8-11) · 10 <sup>6</sup>	7,40	6,92	0,546	0,99	249	248
	24 (11-13) · 10 <sup>6</sup>	0,7	0,74	0,364	0,345	201	200
	25 (13-14) · 10 <sup>6</sup>	0,09	0,1	0,091	0,068	50	53
	$\bar{\epsilon}$		8,2		1,2		4,9

чений, не превышающих 20%.

При переходе к малогрупповому представлению спектров погрешность восстановления существенно повышается и менее чувствительна к погрешностям измерения  $\delta Q_i$ ,  $\delta \sigma_i$ . Например, в 6-групповом представлении (A<sub>1</sub>-A<sub>6</sub>) для всех типов спектров  $\bar{\epsilon} \leq 5\%$  ( $\epsilon_{\max} \leq 6\%$ ) при  $\delta Q_i \leq 4\%$  и  $\delta \sigma_i \leq 10\%$ .

Изложенная методика применена для измерения  $n$ -спектра металлургической ( $g$  -90) критсборки типа "Бобин". Найденный спектр удовлетворительно согласуется с  $n$ -спектром, измеренным методом толстослойной ядерной фотоэмульсии, и со спектром, рассчитанным методом Монте-Карло.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. "Математический анализ", т. II. Серия: "Итоги науки и техники". М., 1973.
2. Тараско М.В. Препринт ФЭИ-156, Обнинск, 1969.
3. Тараско М.В., Крамер-Агеев Е.А., Тихонов Ш.Б. В сб. "Вопросы дозиметрии и защиты от излучений", вып. II. М., Атомиздат, 1970, 125.
4. Дорошенко Г.Г. [и др]. "Атомная энергия", 35, 1973, 343.
5. "Методические указания по восстановлению спектра быстрых нейтронов при использовании активационных методов измерений". "Методические указания по восстановлению дифференциального энергетического спектра надтепловых нейтронов методами вычитания вклада  $I/U$ ". М., ВНИИФТРИ, 1971.

## ВЛИЯНИЕ ПОГРЕШНОСТЕЙ В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ НА ПОГРЕШНОСТЬ ВОССТАНОВЛЕНИЯ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ МЕТОДОМ МИНИМИЗАЦИИ НАПРАВЛЕННОГО РАСХОЖДЕНИЯ

Г.Г.Дорошенко, С.Н.Крайтор, Е.С.Леонов  
Институт биофизики МЗ СССР, Москва

В работе [1] рассмотрена возможность восстановления спектров нейтронов с энергией 0,3 эВ - 10 МэВ методом минимизации направленного расхождения по результатам измерений набором детекторов, состоящим из  $^{235}\text{U}$  в кадмиевом фильтре и борных фильтрах разной толщины,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{231}\text{Pa}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{32}\text{S}$  и  $^{27}\text{Al}$ . Показано, что этим путем с погрешностью не более 10% можно восстановить довольно широкий круг протяженных спектров нейтронов. В настоящей работе исследовано влияние погрешностей в показаниях детекторов на погрешность восстановления дифференциальных спектров нейтронов.

В рамках метода минимизации направленного расхождения задача восстановления спектра нейтронов  $\varphi(E)$  сводится к решению системы интегральных уравнений:

$$N_i = \int \varphi(E) \sigma_i(E) dE,$$

где  $N_i$  - показания детекторов;  $\sigma_i(E)$  - эффективность  $i$ -го детектора;  $i = 1, 2, 3, \dots, m$ . Алгоритм решения этой системы, связывающий спектр  $\varphi_{n+1}(E)$  при  $n+1$  итерации и спектр  $\varphi_n(E)$  при  $n$  итерации, взят в виде

$$\varphi_{n+1}(E) = \frac{\varphi_n(E)}{\sum_{j=1}^m \frac{N_j^0}{N_j^n}} \sum_{i=1}^m \frac{\sigma_i(E)}{N_i^0} \frac{N_i^n}{N_i^0},$$

где  $N_i^0, N_j^0$  - заданные показания детекторов;  $N_i^n$  - показания детекторов после  $n$  итераций.

Погрешность восстановления спектров  $\eta$  определяется выражением

$$\eta = \frac{\int |\varphi(E) - \varphi_n(E)| dE}{\int \varphi(E) dE},$$

где  $\varphi(E)$  - заданный спектр нейтронов.

Для определения влияния погрешностей в экспериментальных данных по указанному алгоритму и набору детекторов восстановлено несколько спектров нейтронов, а именно спектров уран-графитового

и тяжеловодного реакторов, реактора БР-I и нейтронов деления за защитой из свинца и углерода [2-6]. Расчеты выполнили для двух случаев: без учета погрешностей в показаниях детекторов и при введении в их показания среднеквадратической погрешности  $\delta = 5\%$ , распределенной по нормальному закону.

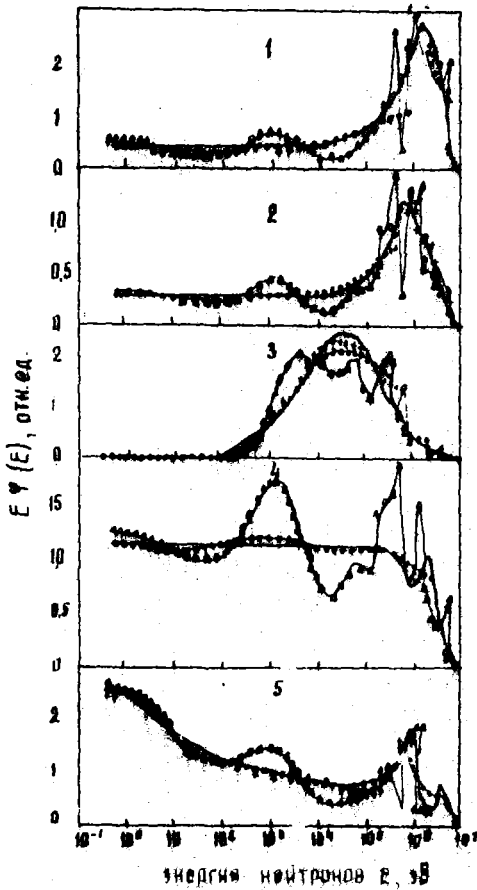
Результаты расчетов представлены в таблице в виде зависимости погрешности восстановления  $\varrho$  от числа итераций. Видно, что введение погрешностей нарушает монотонный спад этой зависимости и в ней появляется минимум, соответствующий оптимальному числу итераций. Здесь при среднеквадратической погрешности в показаниях детекторов  $5\%$  погрешность восстановления спектров составляет 4-13%. Увеличение числа итераций до 500 приводит к увеличению  $\varrho$  до 25-30%, хотя при  $\delta = 0$  она не превышает 2-10%.

На рисунке представлены восстановленные спектры вместе с заданными, из которого видно, что в оптимальном случае даже при среднеквадратической погрешности в показаниях детекторов  $5\%$ , что значительно превышает возможно экспериментальное значение, все спектры нейтронов воспроизводятся достаточно хорошо. В то же время использование большого числа итераций, например 500, приводит к раскачке спектра и для получения правильных результатов непригодно.

Оптимальное число итерации зависит от спектра нейтронов и для исследованных спектров составляет 5-20. Зависимость его от значения погрешности в экспериментальных данных слабая. Так, например, для спектра реактора БР-I, который наиболее сложен для восстановления, при изменении  $\delta$  от 1 до 10%, т.е. в десять раз, оптимальное число итераций изменяется всего от 28 до 19, а связанная с этим неопределенность в точном значении  $\varrho$  не превышает 2%.

Число ите- реций	Погрешность восстановления $\varphi$ , %									
	Без учета погрешностей в показаниях детекторов					При среднеквадратической погрешности в показаниях детекторов $\delta = 5\%$				
	Уран- графито- вый ре- актор	Нейтроны деления за защи- той из свинца	Реак-тор БР-I	Тяжело- водный реактор	Нейтроны деления за защи- той из углерода	Уран- графи- товый ре- актор	Нейтроны деления за защи- той из свинца	Реактор БР-I	Тяжело- водный реактор	Нейтроны деле-ния за защи- той из углерода
2	22	20	38	4,0	12	23	21	39	5,0	13
5	12	12	26	2,0	7,2	14	13	27	4,0	7,8
10	9,2	9,0	19	1,7	6,0	12	10	19	5,2	6,4
20	8,0	7,8	12	1,5	4,4	12,5	9,2	14	7,3	7,8
50	7,8	6,7	12	1,6	3,4	15	11	16	11	11
100	8,0	6,2	12	1,5	3,3	18	14	21	14	13
200	8,2	5,9	11	1,5	3,3	22	18	26	17	15
500	8,0	5,0	10	1,6	3,2	29	27	37	21	19





Восстановленные спектры уран-графитового реактора (1), нейтронов деления за защитой из свинца (2), реакторов БР-I (3), тяжеловодного (4) и нейтронов деления за защитой из углерода (5). Сплошные кривые — заданные спектры;  $\cdot$  — для нулевой погрешности в показаниях детекторов;  $\circ$  — для среднеквадратической погрешности 5% и оптимального числа итераций;  $\Delta$  — для среднеквадратической погрешности 5% и 500 итераций.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Дорошенко Г.Г. [и др.] "Атомная энергия", 15, 1971, 343.
2. Wright S. AERE-R 4080, Harwell, 1966.
3. Романко J., Dungan W. Neutron Dosimetry, I. Vienna, IAEA, 1963, 153.
4. Лейпуновский А.И. [и др.] "Атомная энергия", 5, 1958, 277.
5. Баринов А.Д., Орлов Ю.В. В сб. "Вопросы физики защиты от излучений", вып. 4. М., Атомиздат, 1969, 64.
6. Бочвар И.А. [и др.] Neutron monitoring. Vienna, IAEA, 1967, 459.

## ВЛИЯНИЕ СОСТАВА НАБОРА ДЕТЕКТОРОВ НА ОСНОВЕ ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОТОПОВ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ СПЕКТРОВ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ И БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

Г.Г.Дорошенко, С.Н.Крайтор, Е.С.Леонов  
Институт биофизики МЗ СССР, Москва

В работе [1] рассмотрен метод минимизации направленного расхождения для восстановления спектров нейтронов в интервале энергии 0,4 эВ - 10 МэВ. Исследования проведены для набора детекторов, состоящего из  $^{235}\text{U}$  в кадмиевом фильтре и в борных фильтрах толщиной 0,1; 0,4; 1,0; 4,0 и 10 г/см<sup>2</sup>  $^{10}\text{B}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{231}\text{Pa}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{32}\text{S}(n,p)$ ,  $^{27}\text{Al}(n,p)$  и  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)$ . Показано, что этот набор детекторов позволяет с погрешностью не более 10% восстановить довольно широкий круг спектров нейтронов, с которыми приходится иметь дело при проведении исследований в полях реакторного излучения.

Рассмотрим влияние состава набора детекторов на погрешность восстановления спектров и возможность его сокращения. В области промежуточных нейтронов необходимо рассмотреть возможность исключения дорогостоящих фильтров толщиной 4 и 10 г/см<sup>2</sup>  $^{10}\text{B}$ . В области быстрых нейтронов широкое практическое применение набора ограничено определенной редкостью изотопов  $^{231}\text{Pa}$  и  $^{236}\text{U}$ . Кроме того, условия проведения измерений могут быть такими, что использование детекторов с малым периодом полураспада, а именно  $^{27}\text{Al}(n,p)$  и  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)$  окажется невозможным, например при длительных экспозициях в полях нейтронов с малой плотностью потока или при определении показаний детекторов через длительное время после облучения.

В рамках метода минимизации направленного расхождения задача восстановления спектра нейтронов  $\psi(E)$  по показаниям  $N_i$  набора  $m$  детекторов сводится к решению системы интегральных уравнений:

$$N_i = \int \psi(E) \sigma_i(E) dE,$$

где  $\sigma_i(E)$  - эффективность  $i$ -го детектора;  $i = 1, 2, 3, \dots, m$ .

Алгоритм решения этой системы выбран в виде

$$\psi_{n+1}(E) = \frac{Y_{n+1}(E)}{\sum_{i=1}^m \sigma_i(E)} \sum_{i=1}^m \frac{\sigma_i(E)}{N_i^n} \frac{N_i^n}{N_i^0},$$

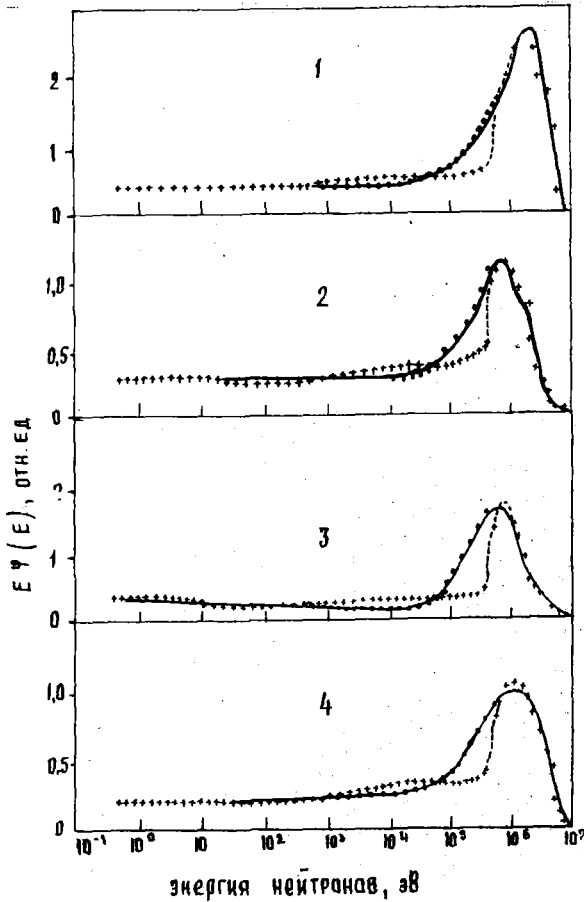
где  $N_i^0, N_i^1, N_i^2, \dots, N_i^n$  - заданные показания детекторов;  $N_i^n$  - показания детекторов после  $n$  итераций;  $Y_{n+1}(E)$  и  $Y_n(E)$  - спектры нейтронов, восстановленные после  $n+1$  и  $n$  итераций соответственно.

Для определения влияния состава детекторов по этому алгоритму восстановлены спектры нейтронов и вычислена их погрешность  $\varrho$  :

$$\varrho = \frac{\int |\varphi(E) - \varphi_n(E)| dE}{\int \varphi(E) dE},$$

где  $\varphi(E)$  - заданный спектр.

На рисунке даны результаты восстановления спектров [2-4], отличающихся по форме в области промежуточных энергий, указанным на-



Восстановление спектров нейтронов уран-графитового реактора (1), нейтронов деления за защитой из свинца (2), водо-водяного реактора (3) и нейтронов деления за защитой из воды (4), сокращенным набором детекторов. Сплошные кривые - заданные спектры; + - метод минимизации направленного расхождения; о - метод минимизации направленного расхождения с введением усредненного спектра избыточных нейтронов.

бором детекторов без  $^{235}\text{U}$  в борных фильтрах толщиной 4 и  $10 \text{ г/см}^2$   $^{10}\text{B}$ . Видно, что в области энергии ниже 400 эВ и выше 0,56 МэВ сокращенный набор детекторов хорошо восстанавливает спектры нейтронов. В области 400 эВ - 0,56 МэВ погрешность восстановления значительно больше, поскольку именно здесь работают исключенные детекторы.

Восстановление спектров сокращенным набором может быть улучшено, если использовать предложенную в [5] интерпретацию результатов измерений в области 400 эВ - 0,56 МэВ. В соответствии с ней спектр нейтронов из области 0,4-400 эВ нужно экстраполировать в область 400 эВ - 0,56 МэВ, вычлсть его из восстановленного спектра, и полученный избыток нейтронов  $\Phi_{изд}$  приписать области 40 кэВ - 0,56 МэВ с усредненным дифференциальным спектром в виде

$$E \Phi_{изд}(E) = 1,13 \cdot 10^{-6} (E - 10)(2000 - E) \Phi_{изд},$$

где  $E$  - энергия нейтронов в кэВ. Этот избыточный спектр складывается в каждой точке с экстраполированным, и полученный суммарный спектр сравнивается с заданным.

На рисунке имеются результаты такой процедуры. Введение усредненного спектра в процесс восстановления значительно улучшает результат, получаемый непосредственно методом минимизации направленного расхождения, и допускает исключение двух дорогостоящих детекторов. Количественная оценка восстановления дифференциальных спектров указанными двумя способами как для всей области 0,4 эВ - 10 МэВ, так и для наиболее неблагоприятной части 400 эВ - 0,56 МэВ дана в табл. I.

В табл. 2 приведены результаты расчета погрешности восстановления дифференциальных спектров быстрых нейтронов набором детекторов, в котором, кроме  $^{235}\text{U}$  в борных фильтрах толщиной 4 и  $10 \text{ г/см}^2$   $^{10}\text{B}$ , последовательно исключались пороговые детекторы. Видно, что сокращение детекторов приводит к систематическому увеличению погрешности и для набора детекторов из  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{32}\text{S}(\alpha, n)$  метод минимизации направленного расхождения не дает никаких преимуществ по сравнению, например, с методом эффективного сечения и пороговой энергии.

Таблица 1

Спектр нейтронов	Погрешность восстановления, %			
	400 эВ - 0,56 МэВ		0,4 эВ - 10 МэВ	
	Метод мини-мизации на-правленного расхождения	То же с введением усредненно-го спектра	Метод мини-мизации на-правленного расхождения	То же с введением усредненно-го спектра
Уран-графитовый реактор	19,8	3,5	12,0	5,8
Нейтроны деления за защитой из свинца	18,4	5,1	11,1	5,2
Водо-водяной реактор	48,3	5,7	23,2	8,0
Нейтроны деления за защитой из воды	19,5	1,4	10,1	3,1

Таблица 2

Спектр нейтронов	Погрешность восстановления, %			
	Полный набор пороговых детекторов	Без $^{23}\text{Pa}$ и $^{236}\text{U}$	Без $^{231}\text{Pa}$ , $^{236}\text{U}$ , $^{27}\text{Al}$ (н,р)	Без $^{231}\text{Pa}$ , $^{236}\text{U}$ , $^{27}\text{Al}$ (н,р), $^{27}\text{Al}$ (н,α)
Уран-графитовый реактор	7,7	8,1	7,4	30,7
Нейтроны деления за защитой из свинца	9,3	11,8	13,8	23,4
Нейтроны деления за защитой из воды	4,3	7,1	6,2	22,1
Водо-водяной реактор	6,5	14,9	10,0	20,7
Реактор БР-I	10,9	18,4	19,6	37,0
Тяжеловодный реактор	9,6	10,7	12,7	27,0
Нейтроны деления за защитой из углерода	9,7	12,6	15,4	22,5

## ЛИТЕРАТУРА

1. Дорошенко Г.Г. [и др.]. "Атомная энергия", 35, 1973, 343.
2. Wright S. AERE-R 4080, Harwell, 1966.
3. Бочвар И.А. [и др.]. Neutron Monitoring. Vienna, IAEA, 1967, 459.
4. Егоров Ю.А., Марков В.И., Орлов Ю.В. "Атомная энергия", 28, 1970, 170.
5. Кошарева К.К., Крайтор С.Н., Пикельнер Л.Б. "Атомная энергия", 32, 1972, 68.

СРАВНЕНИЕ МЕТОДОВ ОРТОНОРМАЛЬНОГО РАЗЛОЖЕНИЯ И МИНИМИЗАЦИИ  
НАПРАВЛЕННОГО РАСХОЖДЕНИЯ ПРИ ВОССТАНОВЛЕНИИ СПЕКТРОВ БЫСТРЫХ  
НЕЙТРОНОВ

Г.Т.Дорошенко, С.Н.Крайтор, Е.С.Леонов, Г.А.Фролова  
Институт биофизики МЗ СССР, Москва

В общем виде задача восстановления дифференциального спектра нейтронов  $\varphi(E)$  по показаниям  $N_i$  набора из  $m$  детектора сводится к решению системы интегральных уравнений Фредгельма первого рода:

$$N_i = \int \varphi(E) \sigma_i(E) dE, \quad (1)$$

где  $\sigma_i(E)$  - эффективность  $i$ -го детектора;  $i = 1, 2, 3, \dots, m$ . Анализ, проведенный, например, в [1], показывает, что из существующих методов решения (1) наиболее интересны два, а именно: метод ортонормального разложения и метод минимизации направленного расхождения.

Одна из модификаций первого метода [2] основана на том, что спектр нейтронов представляют в виде линейной комбинации эффективностей детекторов, т.е.

$$\varphi(E) = \sum_{\kappa=1}^m \alpha_{\kappa} \sigma_{\kappa}(E), \quad (2)$$

где коэффициенты  $\alpha_{\kappa}$  находят из условия ортогональности разности между искомым спектром  $\varphi(E)$  и его приближением ко всем функциям  $\sigma_i(E)$ :

$$\int [\varphi(E) - \sum_{\kappa=1}^m \alpha_{\kappa} \sigma_{\kappa}(E)] \sigma_i(E) dE = 0; \quad (3)$$

отсюда

$$\varphi(E) = \sum_{i=1}^m N_i \sum_{\kappa=1}^m \beta_{\kappa i}^{-1} \sigma_{\kappa}(E), \quad (4)$$

где  $\beta_{\kappa i} = \int \sigma_{\kappa}(E) \sigma_i(E) dE$  - матричные элементы, определяемые только эффективностями используемых детекторов нейтронов.

Метод минимизации направленного расхождения [3] в качестве меры расхождения между левой и правой частью (1) использует информационную меру [4]:

$$J[N, \hat{\varphi}] = \sum_{i=1}^m N_i \ln \frac{N_i}{\int \hat{\varphi}(E) \sigma_i(E) dE}, \quad (5)$$

имеющую смысл направленного расхождения в пространстве вероятностных функций. Для поиска минимума функционала (5) строят итерационный процесс, алгоритм которого определяют тем или иным способом нормировки  $N_i$ ,  $g_i(E)$  и  $\psi(E)$  и выбирают, например, в виде [5]

$$\psi_{n+1}(E) = \frac{g_n(E)}{\sum_{j=1}^m \frac{g_j(E)}{N_j^0}} \sum_{i=1}^m \frac{g_i(E)}{N_i^0} \frac{N_i^n}{N_i^0}, \quad (6)$$

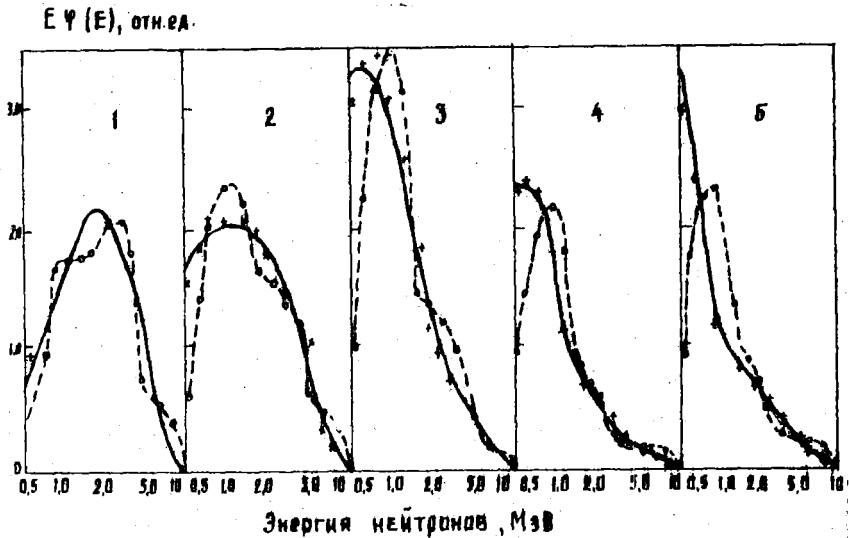
где  $N_i^0$ ,  $N_j^0$  - заданные показания детекторов;  $N_i^n$  - показания детекторов при  $n$  итерации. Итерационный процесс (6) независимо от вида  $g_i(E)$  всегда сходится к неотрицательной функции, удовлетворяющей системе уравнений (I) наилучшим образом в смысле направленного расхождения.

Для сравнения этих двух методов на примере набора детекторов, описанного в [6] и состоящего из  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{231}\text{Pa}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{32}\text{S}(n,p)$ ,  $^{27}\text{Al}(n,p)$  и  $^{27}\text{Al}(n,d)$ , по алгоритмам (4) и (6) восстановлен ряд спектров быстрых нейтронов, отличающихся в области 0,5-10 МэВ. Это спектры нейтронов деления без защиты и за защитой из воды, водо-водяного реактора и реакторов БР-1 и БР-5 [7-10]. Используемая методика восстановления аналогична [2,5]. На рисунке представлены восстановленные спектры вместе с заданными, а в табл. I дана количественная оценка погрешности восстановления  $\eta$ , полученная по формуле:

$$\eta = \frac{\int_{0,5 \text{ МэВ}}^{10 \text{ МэВ}} |\psi(E) - \psi_g(E)| dE}{\int_{0,5 \text{ МэВ}}^{10 \text{ МэВ}} \psi(E) dE},$$

где  $\psi(E)$  - заданный спектр нейтронов;  $\psi_g(E)$  - восстановленный тем или иным методом. Из рисунка и таблицы следует, что метод минимизации направленного расхождения позволяет в большей степени реализовать эффективности используемых пороговых детекторов, чем метод ортонормального разложения. В первом случае погрешность восстановления быстрых нейтронов составляет 8-11%, в то время как для метода ортонормального разложения она значительно больше и равна 19-87%. Если учесть, что в расчетном алгоритме (6) в отличие от (4) отсутствуют операции обращения матриц, то для метода минимизации направленного расхождения следует ожидать меньшего растяжения





Восстановление спектров нейтронов деления (1), за защитой из воды (2), водо-водяного реактора (3), реакторов БР-5 (4) и БР-1 (5) методом минимизации направленного расхождения (+) и ортонормальным методом (o). Сплошные кривые - заданные спектры.

Таблица I

Спектр нейтронов	Погрешность восстановления, %	
	Метод минимизации направленного расхождения	Метод ортонормального разложения
Спектр деления	7,7	19
Нейтроны деления за защитой из воды	4,3	29
Водо-водяной реактор	6,5	41
Реактор БР-5	9,6	45
Реактор БР-1	10,9	87

погрешностей в экспериментальных данных и возможности использовать большее число точек по энергии и большее число детекторов нейтронов.

Последнее, в частности, иллюстрируется табл.2, в которой приведена погрешность восстановления спектров в области 0,5-1,5 МэВ

при использовании в наборе детекторов  $^{231}\text{Pa}$  и  $^{236}\text{U}$  и без них. Видно, что для метода минимизации направленного расхождения эти детекторы позволяют в 1,5–6 раз снизить погрешности. При восстановлении спектров методом ортонормального разложения применение  $^{231}\text{Pa}$  и  $^{236}\text{U}$  выигрыша в погрешности не дает.

Таблица 2

Спектр деления	Погрешность восстановления, %			
	Метод минимизации направленного расхождения		Метод ортонормального разложения	
	С изотопами $^{231}\text{Pa}$ и $^{236}\text{U}$	Без изотопов $^{231}\text{Pa}$ и $^{236}\text{U}$	С изотопами $^{231}\text{Pa}$ и $^{236}\text{U}$	Без изотопов $^{231}\text{Pa}$ и $^{236}\text{U}$
Спектр деления	4,6	6,5	21	23
Нейтроны деления за защитой из воды	2,9	8,7	32	34
Водо-водяной реактор	3,1	19	81	78
Реактор БР-5	6,0	23	84	78
Реактор БР-1	10	28	168	150

## ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев Р.Д. Основы метрологии нейтронного излучения. М., Атомиздат, 1972.
2. Кеирим-Маркус И.Б., Попов В.И. В сб. "Вопросы дозиметрии и защиты от излучения", вып.10. М., Атомиздат, 1969, 14.
3. Тараско М.В. Препринт ФЭИ-156, Обнинск, 1969.
4. Кульбак С. Теория информации. М., "Наука", 1967.
5. Дорошенко Г.Р. [и др.]. "Атомная энергия", 35, 1973, 343.
6. Кошаева К.К., Крайтор С.Н. "Атомная энергия", 34, 1973, 49.

## РАСЧЕТ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ В РЕАКТОРЕ МР

В.Ф.Красноштанов, В.И.Авраменко, Ю.Р.Кеворкян  
Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова, Москва

Для расчета энергетического спектра потока и плотности потока быстрых нейтронов в материаловедческом реакторе МР создали программу "SPECTR" [1], написанную на языке Фортран, используя метод статистических испытаний (метод Монте-Карло). При рассмотрении взаимодействия нейтрона с ядрами атомов учитывали анизотропию упругого рассеяния и процесс неупругого рассеяния нейтронов. В предлагаемой версии программы рассчитали нелокальную оценку плотности потока нейтронов по числу столкновений. В результате расчета получили значения плотности потока нейтронов, усредненные по объему заданных зон регистрации и по интервалам разбиения шкалы энергии. Рассчитали также статистическую погрешность расчета.

Характерная черта реакторов типа МР - возможность загрузки в активную зону большого числа петлевых каналов. Различные конструкции этих каналов и типы испытываемых в них тепловыделяющих сборок предопределяли сложную геометрию задачи блуждания нейтрона. Поэтому геометрические блоки программы построили так, чтобы учитывать возможно более тонкую геометрическую структуру рассматриваемой части реактора. Программа позволила рассматривать реактор, состоящий из активной зоны верхнего и нижнего отражателей. Каждый из отражателей имел однородный состав. В активной зоне произвольным образом расположены цилиндрические каналы. По внешнему радиусу допускали шесть групп каналов. Каналы одной группы имели одинаковый состав и геометрию. Каждый из каналов мог быть разбит на цилиндрические коаксиальные зоны гомогенизированного состава. Внутри одной из зон могли располагаться цилиндрические твэлы одинакового радиуса и гомогенизированного состава. Активную зону реактора разбивали прямоугольной сеткой на блоки межканальной зоны (объем находящихся в блоке каналов вычитали). Блоки межканальной зоны можно было делить на четыре группы по составу.

Источники нейтронов задавали равномерно распределенными по геометрическим зонам разбиения активной зоны реактора и произвольно распределенными по высоте. Мощность источников пропорцио-

нальна мощности, выделяющейся в зоне. Энергетический спектр источников задавали произвольно, в частности, он мог быть задан соответствующим спектру деления.

Для проверки расчетной методики сравнили расчетные и экспериментальные значения плотности потока быстрых нейтронов, полученные для различных мест активной зоны реактора МР. В расчете параметры взаимодействия нейтрона с ядрами атомов брали из работ [2,3]. Плотность потока быстрых нейтронов измеряли пороговыми детекторами [4]. Энергетический спектр потока по данным активационного анализа восстанавливали специальной программой [5].

На рис.1, 2 и 3 сопоставлены расчетные и экспериментальные значения интегральной плотности потока быстрых нейтронов в рабочем канале, экспериментальном канале, расположенном в центре бериллиевого блока замедлителя реактора МР, и алюминиевом макете рабочего канала ( $\Phi$  - расчетные значения;  $\Phi$ ,  $\bar{\Phi}$ ,  $\hat{\Phi}$ ,  $\bar{\Phi}$ ,  $\Phi$ ,  $\hat{\Phi}$  - экспериментальные значения).

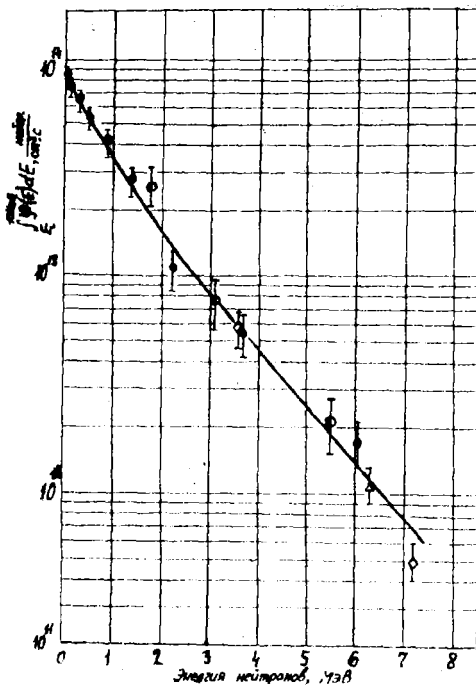


Рис. I

На рис.4 показан ход интегральной плотности потока быстрых нейтронов с энергией более 0,1 МэВ по сечению рабочего канала, горизонтальная линия соответствует среднему по сечению канала значению интегральной плотности потока.

Сопоставление расчетных и экспериментальных результатов позволяет утверждать, что с помощью предлагаемой программы "SPECTR" можно получать надежные расчетные значения плотности потока быстрых нейтронов в реакторных задачах сложной геометрии. Хорошая статистическая погрешность ( $\sim 10\%$ ) для боль-

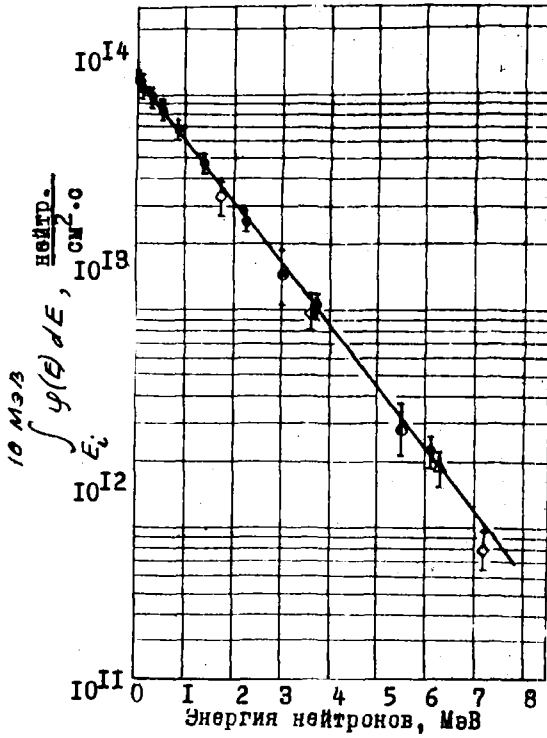


Рис. 2

шинства задач достигается после подсчета  $\sim 10\ 000$  историй нейтронов, что соответствует 0,5–1 ч расчетного времени на ЭВМ БЭСМ-6.

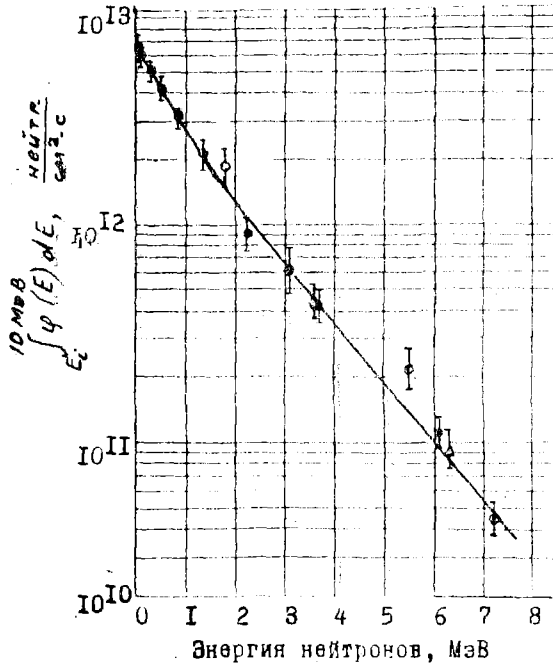


Рис. 3

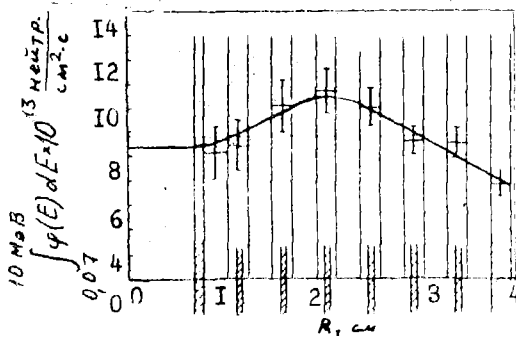


Рис. 4

## ЛИТЕРАТУРА

1. Красноштанов В.Ф., Тырышкин В.М., Вихров В.И. Препринт ИАЭ - 2321, 1973.
2. Николаев М.И., Базазанц И.О. Анизотропия упругого рассеяния нейтронов. М., Атомиздат, 1972.
3. Kernforschungszentrum Karlsruhe, KFK 880, BANDO (B)-112 "U", EUR-4160e (Karlsruhe Evaluated Nuclear Data File KENDAK).
4. Бородин А.В., Вихров В.И., Красноштанов В.Ф. В сб. "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях". Труды I Всесоюзного совещания, т. 2. М., Изд-во стандартов, 1972, 138.
5. Кеворкян Ю.Р., Красноштанов В.Ф. Препринт ИАЭ-2243, 1972.

МЕТРОЛОГИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЕЙ БЫСТРЫХ  
НЕЙТРОНОВ НА ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОМ РЕАКТОРЕ МР

А.В.Бородин, В.И.Вихров, Ю.Р.Кеворкян, В.Ф.Красноштанов

Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова, Москва

Изложены работы, направленные на обеспечение экспериментов на исследовательском реакторе МР метрологическими измерениями характеристик полей быстрых нейтронов.

Указано, что надежную метрологию обеспечили следующими этапами:

1. Для различных экспериментальных каналов реактора реализовали расчет формы спектров плотности потока быстрых нейтронов методом статистических испытаний (методом Монте-Карло). Расчет выполняли на ЭВМ; при этом со статистической погрешностью 10% регистрировали нейтроны в 10-16 энергетических группах для интервала энергии 0,1-10 МэВ.

2. Для определения абсолютных значений плотности потока применяли нейтронно-активационные пороговые детекторы.

Флюенс нейтронов для различных энергетических групп определяли нормированием расчетных спектров пороговыми детекторами сопровождения:  $Fe$ ,  $Ni$ ,  $Ti$  и  $Cu$ .

3. Для проверки и корректировки расчета спектров и плотности потока быстрых нейтронов в интервале энергии 1-10 МэВ применяли набор пороговых детекторов с различными энергетическими порогами:  $In$ ,  $Ni$ ,  $Fe$ ,  $Ti$ ,  $Mg$ ,  $Al$  и  $Cu$ .

Спектры быстрых нейтронов восстанавливали по результатам облучения набора нейтронно-активационных детекторов методом интегрального потока и методом итераций при условии аппроксимации спектра кусочно-непрерывной функцией.

Приведены результаты определения спектров и плотности потока быстрых нейтронов для экспериментальных каналов реактора МР.



О ПОВЫШЕНИИ ДОСТОВЕРНОСТИ РУТИННЫХ  
ИЗМЕРЕНИЙ НАВЕДЕННОЙ  $\gamma$ -АКТИВНОСТИ  
ДЕТЕКТОРОВ СОПРОВОЖДЕНИЯ

А.В.Бородин, В.И.Вихров

Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова, Москва

Определение характеристик полей быстрых нейтронов с помощью пороговых детекторов сводится к измерению наведенной  $\gamma$ -активности.

При абсолютных измерениях активности пороговых детекторов используют сцинтилляционный или полупроводниковый гамма-спектрометры, отградуированные с помощью образцовых  $\gamma$ -источников или каким-либо другим способом.

В рутинных измерениях при определении  $\gamma$ -активностей детекторов сопровождения можно использовать метод сравнения наведенной  $\gamma$ -активности порогового детектора с известной активностью образцового  $\gamma$ -источника для одной и той же  $\gamma$ -линии. Метод сравнения активностей заменяет абсолютные измерения относительными, что снижает погрешность измерения. В этом случае в общую погрешность измерения вместо погрешности определения эффективности гамма-спектрометра входит погрешность определения активности образцового  $\gamma$ -источника, значение которой минимально.

Один из путей снижения погрешности измерения наведенной  $\gamma$ -активности детекторов сопровождения - повышение стабильности и уменьшение погрешности регистрации измерительной аппаратуры (снижение погрешности отсчета "живого" времени измерения, уменьшение сдвига аппаратурного пика полного поглощения от времени, загрузки и температуры).

Анализаторная система  $\mathcal{N}7A-5I2B$  позволяет снизить указанные погрешности до значений:

-средняя квадратическая погрешность отсчета "живого" времени не превышает  $\pm 0,1\%$ ;

-сдвиг пика полного поглощения не превышает 0,1 канала при числе каналов  $\mathcal{N} = 1024$ .

Таким образом, применение метода сравнения наведенной

$\gamma$ -активности облученного детектора с активностью образцового  $\gamma$ -источника при одинаковых значениях энергии излучения (при рутинных измерениях) снижает общую погрешность измерения.

Оценка погрешности измерения, проведенная для  $\gamma$ -линии  $^{54}\text{Mn}$  ( $E = 0,84 \text{ МэВ}$ ), показала, что при абсолютных измерениях средняя квадратическая погрешность составляет 3%, а при использовании метода сравнения активностей она равняется 1,7%.

## СПЕКТР ПЛОТНОСТИ ПОТОКА ЗАМЕДЛЯЮЩИХСЯ НЕЙТРОНОВ В РЕАКТОРЕ ВВР-М

Г.И.Васильев, К.А.Коноплев, Р.Г.Ликулик, Ю.П.Семенов,  
Т.А.Чернова

Ленинградский институт ядерной физики им.Б.П.Константинова  
АН СССР, Гатчина

В настоящей работе определили интегральные спектры плотности потока замедляющихся нейтронов в активной зоне и экспериментальных каналах реактора ВВР-М [1,2]. Активная зона этого реактора имеет сложную геометрию и состоит из ТВС с различным выгоранием. Регулирующие стержни, а также загруженные в активную зону экспериментальные устройства возмущают поле нейтронов. Значительный вклад в возмущение поля вносит также сложная геометрия бериллиевого отражателя, в котором имеются 22 отверстия для экспериментальных каналов.

Спектры вычислили для интервала энергии 1,15-11,7 МэВ по результатам измерений скорости пороговых реакций  $^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$ ,  $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ ,  $^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$ ,  $^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$ ,  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ ,  $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$  и  $^{55}\text{Mn}(n,2n)^{54}\text{Mn}$ . В расчетах использовали эффективные сечения и эффективные пороги реакций из работы [3]. Максвелловскую и фермиевскую компоненты спектра вычислили из результатов измерений плотности потока тепловых нейтронов и кадмиевого отношения по активации  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{59}\text{Co}$  и  $^{58}\text{Fe}$ .

Применяли детекторы из  $\text{S}$  высокой чистоты (ВЧ-4) в виде таблеток толщиной 2 мм. Их удельную активность измерили на торцевом бета-счетчике, эффективность которого определили по активности детекторов из  $\text{P}$ , облученных в поле тепловых нейтронов с известной плотностью потока [4]. Остальные детекторы использовали в виде таблеток из чистых металлов природного изотопного состава, а также из  $\text{CoAl}$ -сплава [4-6]. Их активность измеряли гамма-спектрометром с  $\text{GeLi}$ -детектором объемом  $20 \text{ см}^3$ , имеющего разрешение по  $^{60}\text{Co}$  8 кэВ.

Энергетическую зависимость эффективности спектрометра с  $\text{GeLi}$ -детектором измеряли по фотопикам полного поглощения семи сильных линий  $^{152}\text{Eu}$  и образцовым спектрометрическим источникам ОСТИ. На расстоянии 10 см от корпуса счетчика эффективность  $\text{E}_p$  имп/квант в интервале энергии 240-1400 кэВ равнялась

$$\xi_{\text{эф}} = C e^{\alpha(E/E_1)^{-\beta}},$$

где  $C = 0,405 \pm 0,004$  имп./квант - независимая случайная переменная;  $\alpha = 0,986 \pm 0,080$  и  $\beta = 1,259 \pm 0,012$  - зависимые случайные величины;  $E$  - энергия  $\gamma$ -квантов;  $E_1 = 1$  кэВ. Средняя квадратическая погрешность определения эффективности не превысила 2%.

Погрешность измерения значений интегральной плотности потока быстрых нейтронов с энергией больше эффективных порогов реакций составила 15%. Плотность потока тепловых нейтронов измерили с погрешностью 4%.

Дифференциальный спектр плотности потока быстрых нейтронов вычислили по результатам измерений интегрального спектра в виде кусочно-экспоненциальной функции по методике, рассмотренной в работе [7]. Средняя квадратическая погрешность определения отдельных значений дифференциальной плотности потока равнялась 30%. Отметим, что увеличение числа детекторов до 18-20 шт. позволяет уменьшить погрешность этих значений до 20% [8]. При использовании расчетной формы спектра погрешность измерения значений дифференциальной плотности потока составляет 10% [9].

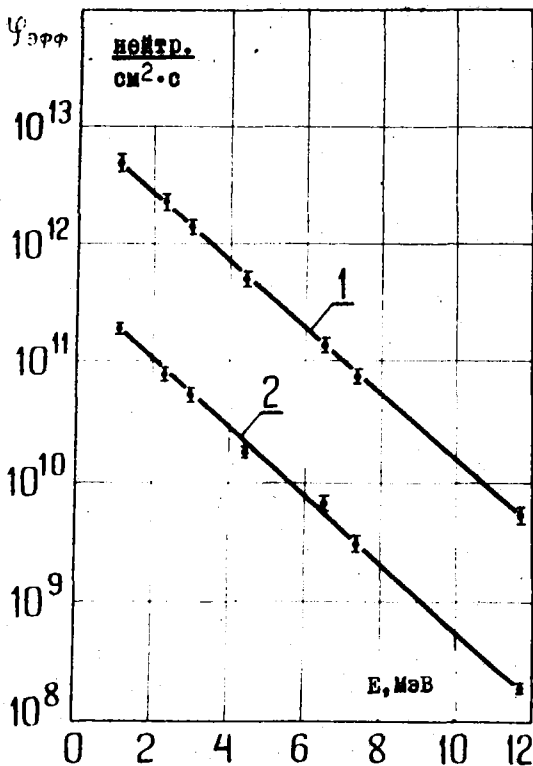
Сравнение измеренных спектров быстрых нейтронов со спектром нейтронов деления, рассеянных на водороде (спектр в активной зоне реактора ВВР-М), показало, что они совпадают по форме в пределах погрешностей измерений.

Интегральные спектры быстрых нейтронов в канале В7-Б (в бериллиевом отражателе) на дне канала и в канале В16-А (в воде за отражателем на дне канала) при мощности реактора 16 мВт представлены на рисунке кривыми 1 и 2. Измеренные интегральные спектры в каналах В7-Б (кривая 1) и В16-В (кривая 2) в интервале энергии от 1,15 до 11,7 МэВ совпадают в пределах погрешностей измерений с экспоненциальной функцией:

$$\Psi_{\text{эфф}}(E > E_i) = C e^{-\beta E_i}$$

В этом случае дифференциальный спектр плотности потока нейтронов описывается уравнением  $\psi(E) = c \beta e^{-\beta E}$ .

Из результатов измерений  $\Psi_{\text{эфф}}$  вычислили по методу наименьших квадратов коэффициенты  $C$  и  $\beta$ :



для канала В7-Б  
 $C = 8,1 \cdot 10^{12} \exp(0,23 \pm 0,04)$   
 нейтр./см<sup>2</sup>·с и  
 $\beta = 0,650 \pm 0,007$  I/МэВ;

для канала В16-В  
 $C = 2,98 \cdot 10^{12} \exp(0,27 \pm 0,09)$   
 нейтр./см<sup>2</sup>·с и  
 $\beta = 0,648 \pm 0,015$  I/МэВ.

Интересны приведенные в таблице результаты ряда измерений плотности потока тепловых и быстрых нейтронов, а также мощности дозы  $\gamma$ -излучений и энерговыделения при мощности реактора 16 мВт в активной зоне, экспериментальных каналах и на выходе пучков [4-6, 10, 11]. Мощность дозы  $\gamma$ -излучений измеряли по приборам ПМР-1М и ПР-1 с погрешностью 20%. Энерговыделение измеряли квазиадиабатическим калориметром с экраном из материала образца [10] с погрешностью 4%.

Полученные радиационные характеристики используют при планировании исследований, выполняемых на реакторе ВВР-М.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Д.М.Каминкеру, Е.А.Гарусову, А.Н.Ерыкалову, Т.И.Васильевой, Е.А.Коновалову, Л.М.Плоцанскому и В.П.Стулову за обсуждение и помощь в работе.

Номера каналов и пучков	$\varphi_T^*$	$\frac{\varphi_T^*}{\varphi_B^*}$	$\frac{\varphi_B^*}{P_f^*}$	$\varphi^*$
	нейтр./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ )	-	[нейтр./( $\text{см}^2 \cdot \text{р}$ )] $10^{-7}$	Вт/г
Центральная вод- ная полость раз- мером 7ТВС	$4 \cdot 10^{14}$	-	-	-
Активная зона (в ее средней части)	$8 \cdot 10^{13}$	1,3	-	8,3 (в $\text{ВРЭ}$ )
Канал В7-Б в Ве-отражателе (на дне)	$8 \cdot 10^{13}$	15	-	0,6 (в $\text{He, Fe}$ )
Канал В16-В в $\text{H}_2\text{O}$ за отражате- лем (на дне)	$8 \cdot 10^{12}$	41	-	0,1 (в $\text{He, Fe}$ )
Пучок I (выход пучка)	$5 \cdot 10^9$	10	5	-
Пучок 7 (выход пучка)	$1,5 \cdot 10^9$	3	27	-
Пучок I6 (выход пучка)	$3 \cdot 10^8$	48	85	-

\*  $\varphi_T$  - плотность потока тепловых нейтронов;  $\varphi_B$  - плотность по-  
тока быстрых нейтронов с энергией  $E > 1$  МэВ;  $P_f$  - мощность дозы  
 $\gamma$ -излучений р/с;  $\varphi$  - энерговыделение.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гончаров В.В. [и др.]. Доклад № 2185 на II Женевской конферен-  
ции по мирному использованию атомной энергии. М., Атомиз-  
дат, 1959.
2. Каминкер Д.М., Коноплев К.А. Доклад № 325 на III Международ-  
ной конференции ООН по использованию атомной энергии в мир-  
ных целях. Женева, 1964.
3. Крамер-Агеев Е.А. [и др.]. "Измерительная техника", № I, 1973,  
61.

4. Васильев Г.Я., Коноплев К.А., Семенов Ю.П. В сб. "Металловедение". Л., "Судостроение", 1972.
5. Васильев Г.Я., Семенов Ю.П. Мониторирование интегральных потоков тепловых и быстрых нейтронов в экспериментальных каналах реактора ВВР-М ФТИ им. А.Ф.Иоффе АН СССР. Препринт ОЛ ФТИ АН СССР, Ленинград, 1969.
6. Васильев Г.Я., Коноплев К.А., Семенов Ю.П. В сб. "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях". Труды I Всесоюзного совещания, т. 2. М., Изд-во стандартов, 1972, 59.
7. Трошин В.С., Крамер-Агеев Е.А. "Атомная энергия", 29, 1970, 37.
8. Тараско М.В., Крамер-Агеев Е.А., Тихонов Е.Б. В сб. "Вопросы дозиметрии и защиты от излучений", вып. II. М., Атомиздат, 1970, 125.
9. Greer C.L., Walker J.V. Radn. Meas. in Nucl. Power. London 1966, 270.
10. Васильев Г.Я. [и др.] Препринт ОЛ ФТИ им. А.Ф.Иоффе АН СССР. Ленинград, 1971.
11. Васильев Г.Я. "Атомная энергия", 19, 1965, 455.

## ТОПОГРАФИЯ НЕЙТРОННЫХ ПОЛЕЙ АКТИВНОЙ ЗОНЫ РЕАКТОРА ВВР-М

Д.Н.Красик, В.И.Куликов, С.С.Ломакин, В.Н.Логунов,  
М.В.Лысенко, Г.Г.Панфилов, В.М.Пасечник

Институт ядерных исследований АН УССР, Киев  
Всесоюзный теплотехнический институт им.Ф.Э.Дзержинского,  
Москва

Эффективная эксплуатация исследовательского реактора требует знания его нейтронных характеристик. Были проведены измерения характеристик нейтронных полей реактора ВВР-М в ИЯИ АН СССР.

Поле тепловых нейтронов. Для определения спектральных параметров поля тепловых нейтронов и плотности потока применяли активационные детекторы на основе  $^{164}\text{Lu}$ ,  $^{176}\text{Lu}$ ,  $^{151}\text{Eu}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{55}\text{Mn}$ ,  $^{64}\text{Cu}$  и  $^{59}\text{Co}$ . Методика облучения, определения спектральных индексов и абсолютных измерений плотности потока изложена в работе [1].

Изучали влияние окружающих твэлов на спектральные характеристики поля в твэле. В ячейку активной зоны 72/8(1) поочередно помещали свежий и выгоревший твэлы, в центральных отверстиях которых измеряли спектральные параметры. Через два месяца эксперимент повторили в тех же условиях. Результаты измерений приведены в табл.1. В табл.2 даны спектральные характеристики нейтронных полей в "новом" твэле, окруженном маловыгоревшими твэлами. Из приведенных данных следует, что спектральные характеристики нейтронных полей, полученные для средней части твэлов, зависят от степени выгорания горючего.

Таблица 1  
Зависимость спектральных параметров поля тепловых нейтронов от степени выгорания топлива в твэле

Выгорание, отн.ед.	$R_{\text{Cu}}$	$I_{\text{Cu}}$	$\gamma \sqrt{\frac{I_{\text{Au}}}{I_{\text{Co}}}}$	$T_{\text{AuK}}$
1,0	7,15±0,39	0,950±0,008	0,129±0,006	345±17
1,0*)	7,90±0,41	0,945±0,008	0,116±0,006	336±17
0,5	9,28±0,44	0,943±0,008	0,097±0,005	332±16
0,5*)	9,08±0,43	0,910±0,008	0,100±0,005	317±16

\*) Измерения, повторенные через два месяца.



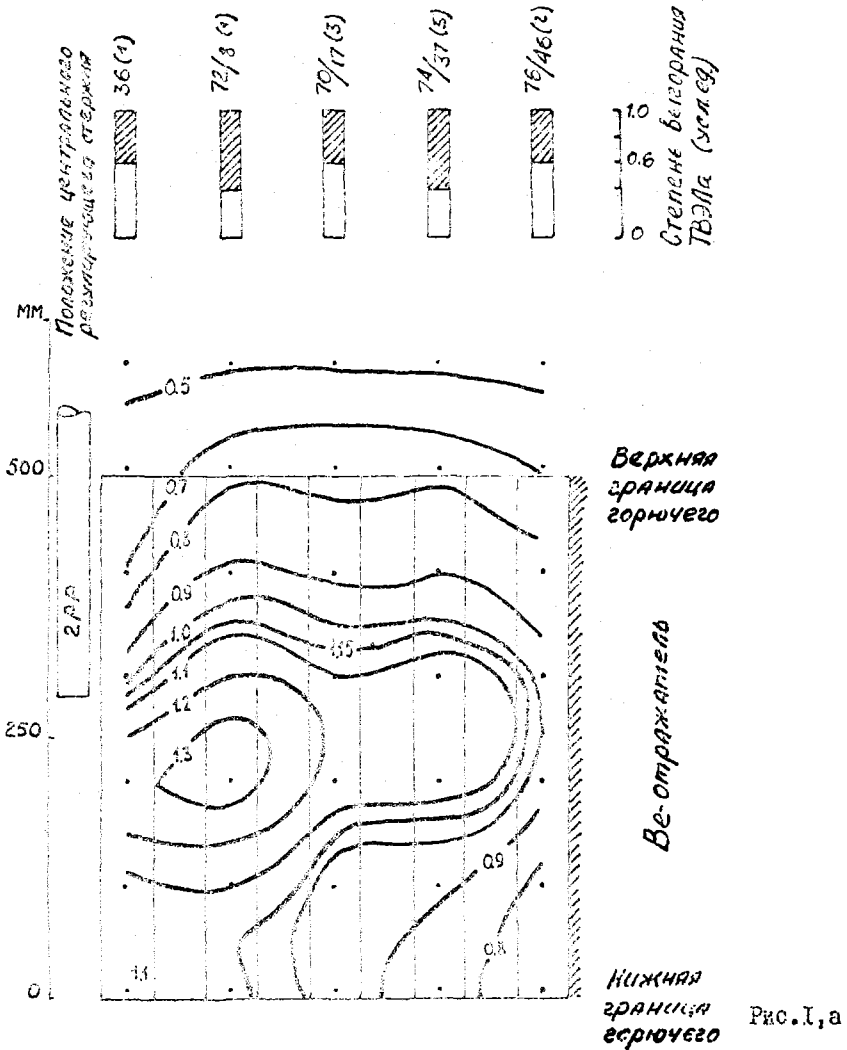
Таблица 2  
Зависимость спектральных параметров поля тепловых нейтронов от степени выгорания топлива в твэле

Выгорание, отн. ед.	$R_{Cu}$ $R_{Cd}$	$I_{Cu}$ $I_{Cd}$	$\sqrt{\frac{T_n}{T_0}}$	$T_n, K$
1,0	6,09±0,35	0,967±0,008	0,154±0,008	358±18
0,5	7,13±0,39	0,945±0,008	0,129±0,006	338±17

Погрешность измерения спектральных индексов и кадмиевого отношения составила не более 1 и 2%. В погрешность определения температуры нейтронов  $T_n$  входят погрешности определения  $\mathcal{I}_{Cu}^{Cu}$ ,  $R_{Cd}$  и коэффициентов самоэкранирования тепловых и резонансных нейтронов и характеристик градуировочного спектра [2]. Суммарная погрешность измерения температуры нейтронов составила около 3%. Погрешность определения абсолютной плотности потока тепловых нейтронов не превысила 5%.

Камерами деления типа КНТ-4 [3] исследовали топографию поля тепловых нейтронов в активной зоне реактора. При этом предельная погрешность определения величины  $\bar{I}_k$  - ионизационного тока - составила 1,5-2%.

Измеряли распределение плотности потока по высоте центральных отверстий твэлов в ячейках активной зоны при различных ее компоновках. На рис.1 представлена топография полей тепловых нейтронов в вертикальном сечении активной зоны по радиусу от стержня 2РР до границы с Ве-отражателем. Характерно наличие максимумов в центральных отверстиях твэлов с наибольшим выгоранием и минимумов в твэлах с малым выгоранием. Резкое искривление поля наблюдается у стержня. Для хаотического распределения разновыгоревших твэлов максимум плотности потока тепловых нейтронов сдвинут к центру зоны (рис.1,а). При кольцевой компоновке зоны, когда по мере удаления от оси зоны последовательно расположены твэлы со средней, значительной и слабой степенью выгорания, максимум плотности потока смещен к середине радиуса (рис.1,б). При этом площадь, охватываемая линией средней плотности (1,0), увеличивается. Наряду с выравниванием плотности потока происходит ее увеличение (до 20%) у стенки отражателя на уровне горизонтальных каналов.



Поле резонансных нейтронов. В сухом канале ячейки 67/38(3), в центральном отверстии твэла и на выходе горизонтального канала измерили спектры резонансных нейтронов. Измерения выполнены в интервале энергии 1,46-580 эВ активационными детекторами на

$^{115}\text{In}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{186}\text{W}$ ,  $^{139}\text{La}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{55}\text{Mn}$  и  $^{63}\text{Cu}$ . Спектр восстанавливали по методике, предложенной в [4]. Наблюдается значительное отклонение спектра от закона  $I/E$  в точках, находящихся в активной зоне реактора: в сухом канале  $\varphi(E) = \varphi_0/E$   $0,921 \pm 0,004$ , в твэле  $\varphi(E) = \varphi_0/E$   $0,936 \pm 0,009$ . На выходе горизонтального канала в точке,

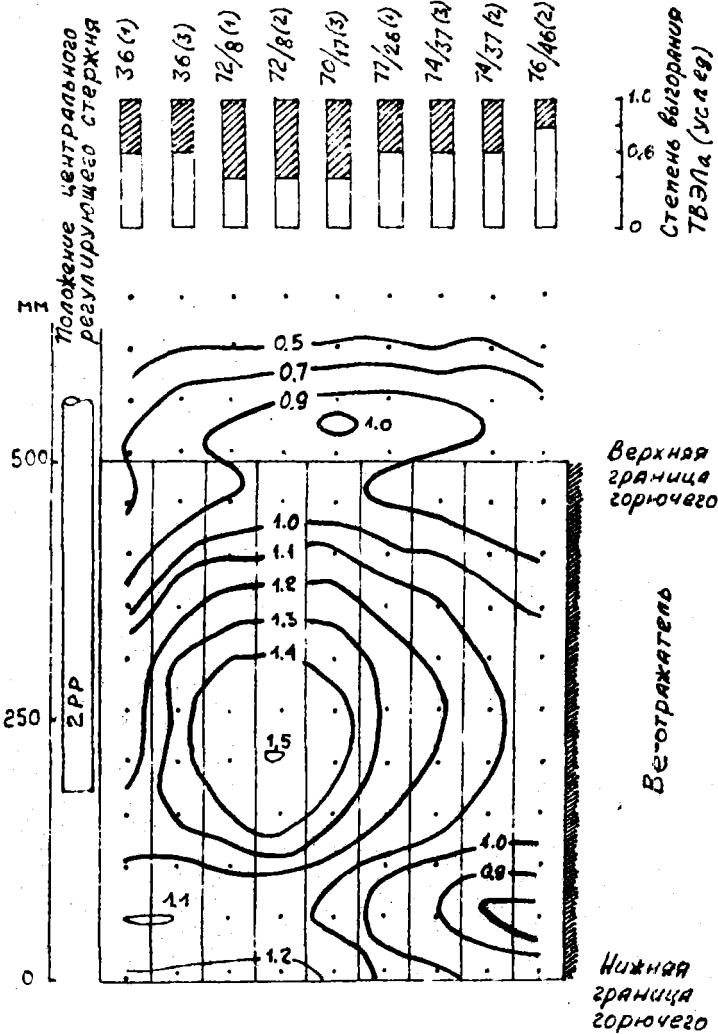


Рис. I, 6

находящейся на значительном удалении от источника, спектр резонансных нейтронов в пределах погрешностей измерений подчиняется закону  $1/E$   $\varphi(E) = \varphi_0/E^{0,991 \pm 0,016}$ .

Поле быстрых нейтронов. Измерены интегральные спектры быстрых нейтронов  $\varphi(E)$  в различных точках реактора по активностям пороговых детекторов  $^{115}\text{In}$ ,  $^{103}\text{Rh}$ ,  $^{64}\text{Zn}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{27}\text{Al}$  и  $^{65}\text{Zn}$ . Спектры восстанавливали по методике, предложенной ВНИИФТРИ [5].

Пакеты детекторов в кадмиевых фильтрах облучали в сухих каналах в ячейке 67/38(3) и за Ве-отражателем, а также на выходе горизонтального канала 6. Характерно резкое смягчение спектра за пределами активной зоны (рис. 2а, б).

Выполнили относительные измерения пороговой камерой делений КИТ-4 с  $^{232}\text{Th}$ -покрытием. По полученным данным воспроизвели топографию относительного распределения интегральной плотности потока быстрых нейтронов в радиальной плоскости активной зоны в направлении "центральный 2РР - ячейка 76/46". Для сравнения восстановили в тех же условиях аналогичную топографию тепловых нейтронов камерой делений КИТ-4 с  $^{235}\text{U} + ^{232}\text{Th}$ -покрытием. По сравнению с тепловыми нейтронами для быстрых нейтронов наблюдали обратную зависимость распределения плотности потока от степени выгорания твэлов, более слабую зависимость от положения регулирующих стержней, а также отсутствие заметных эффектов уплотнения у внешних границ горячего с водой и отражателем.

Для сравнения обеих методик измерений по быстрым нейтронам проводили одновременные в аналогичных условиях измерения как абсолютные пороговыми детекторами, так и относительные камерами делений. Это позволило определить чувствительность, эффективность и отградуировать пороговую камеру делений КИТ-4 с  $^{232}\text{Th}$ -покрытием ( $E_{\text{пор}} = 1,3$  МэВ) в различных участках активной зоны и за ее пределами.

По результатам измерений построили радиальную зависимость интегральной плотности потока быстрых нейтронов при  $E=1,3$  МэВ для среднего уровня активной зоны. С точки зрения ресурсных возможностей конструкционных материалов бака аппарата (в особенности днища тепловой колонны) интересен вывод о том, что интегральный поток через границу активной зоны и Ве-отражателя в значительной степени зависит от компоновки зоны, в особенности непосредствен-

но у границы (наличие Ве-вытеснителей, изменения степени выгорания ТВЭЛов, установки измерительных каналов и ампул и т.д.), причем интегральная плотность потока быстрых нейтронов может изменяться в пределах 0,15-1 своего максимально возможного значения в данной точке границы; это было учтено при расчете суммарного

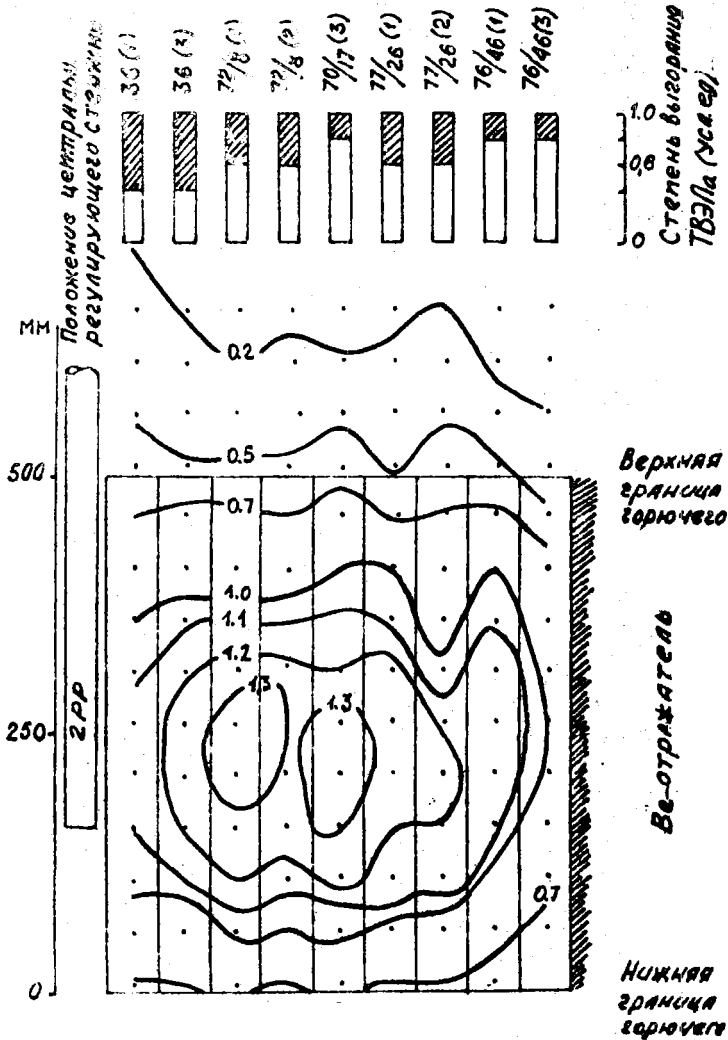


Рис. 2, а



## ЛИТЕРАТУРА

1. Пасечник В.М. [и др.]. "Атомная энергия", 35, 1973, 315.
2. Ломакин С.С. [и др.]. "Труды СНИИП", вып. XII, М., Атомиздат, 1970, 230.
3. Дмитриев А.Б., Малышев Е.К. В сб. "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях". Труды I Всесоюзного совещания, т. I. М., Изд-во стандартов, 1972, 93.
4. Dekner A.L. and Grashius J.L. Epithermal Spectrum Determination Using the Cadmium-Difference Method. Physics Department of the Technological University. Delft, Netherlands, 1967.
5. Методические указания по восстановлению спектра быстрых нейтронов при использовании активационных методов. М., ВНИИФТРИ, 1972.
6. Apostolow T., Kowalska K. Report N 1381 (XXI) PR, Warszawa, 1972 Burn-up Calculations of the EWA-10 Reactor.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
ТЕПЛОВЫХ И БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ВБЛИЗИ ЦЕНТРАЛЬНОЙ "ЛОВУШКИ"  
РЕАКТОРА ИВВ-2

С.Г.Карпечко, Б.Н.Панков, Н.Н.Пономарев, Ю.А.Сафин,  
Б.М.Сулимов, В.И.Уваров, Л.И.Кувченко

Уральский научный центр АН СССР, Свердловск  
Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР,  
Москва

Проведена экспериментальная и расчетная работа по определению спектров тепловых и быстрых нейтронов в активной зоне ядерного реактора ИВВ-2 вблизи центральной "ловушки" в зависимости от замедлителя (Ве, С, Al), окружающего центральный канал.

Пространственно-энергетическое распределение быстрых нейтронов рассчитывали в  $P_1$ -приближении комплексом программ "9M". Число энергетических групп 21, число точек по пространству 70. Пространственно-энергетическое распределение тепловых нейтронов рассчитывали также в  $P_1$ -приближении. Эффекты термализации рассчитывали в приближении одноатомного газового замедлителя [1]. Число энергетических групп тепловых нейтронов 20, число точек по пространству 50.

Спектры быстрых нейтронов и распределение потока тепловых нейтронов по высоте и ячейкам активной зоны измерили активационным методом. При этом распределения тепловых нейтронов измеряли детекторами из золота и меди. Распределение потока быстрых нейтронов по активной зоне измеряли индиевыми пороговыми детекторами из  $^{115}\text{In}$ . Спектр быстрых нейтронов измерили набором пороговых детекторов  $^{115}\text{In}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{54}\text{Fe}$ ,  $^{56}\text{Fe}$  и  $^{27}\text{Al}$ . На рисунке показано пространственное распределение плотности тепловых нейтронов вблизи центральной "ловушки" (в "ловушке" находится вода при температуре  $300^\circ$ ) в зависимости от состава П зоны. Видно, что относительная интегральная плотность тепловых нейтронов в I зоне —

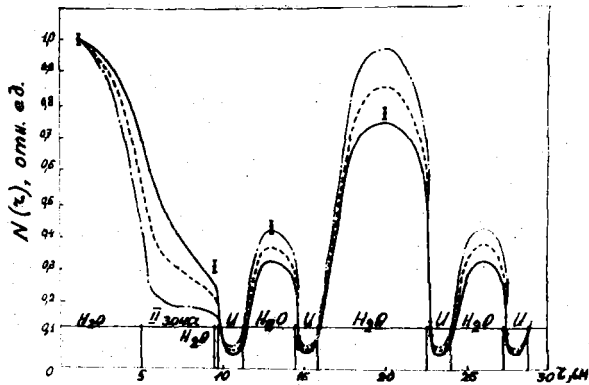
$$\langle N(r) \rangle_I = \int_0^R N(r) dr$$

— при замене бериллия на графит уменьшается на 6%, а при замене бериллия на алюминий — на 11,5%. В центре П зоны (замедлитель) плотность тепловых нейтронов  $N(r)$  в случае замены бериллия на графит уменьшается на 25%, а при замене бериллия на алюминий — почти на 50%, интегральная же плотность тепловых нейтронов во П зоне —

$$\langle N(r) \rangle_{II} = \int_0^R N(r) dr$$

— умень-





Распределение плотности тепловых нейтронов по зоне: — расчет, П зона - Be; - - - расчет, П зона - C; - · - · - расчет, П зона - Al; × - эксперимент.

Расчет удовлетворительно согласуется с экспериментом. В центре топливной кассеты экспериментальная плотность тепловых нейтронов заметно отличается от расчетной, что объясняется условностью расчетной модели топливной сборки.

По расчетным спектрам быстрых нейтронов в центральной "ловушке" на расстоянии  $z = 0,5$  см от центральной оси в зависимости от материала П зоны можно оценить интегральный поток быстрых нейтронов  $\Phi_b$  в энергетическом интервале 0,78-10,5 МэВ (I-5 группы по летаргии), а также интегральный поток промежуточных и быстрых нейтронов  $\Phi_{\Sigma}$  (I-20 группы по летаргии). В результате получаем, что в воде (в центральной "ловушке")  $\Phi_b$  сильно зависит от состава соседней зоны. Так, если этот поток  $\Phi_b$  в случае П зоны из бериллия принять за 1,0, то при замене во П зоне бериллия на графит он уменьшается на 10%, а при замене бериллия на алюминий  $\Phi_b$  уменьшается в 1,54 раза. Общий интегральный поток при этом уменьшается на 20 и 45% соответственно.

Были проведены абсолютные измерения интегрального потока быстрых нейтронов с  $E \geq 1,15$  МэВ в центре топливной кассеты и в центре боковой "ловушки" для случая, когда в центральной "ловушке" вода, а П зона - бериллиевая. Отношение этих потоков в результате экспериментов получили равным 2,1; расчетная оценка дает 1,9. Видно, что отличие небольшое и составляет 10%.

шается при этом в 1,35 и 2,1 раза соответственно. Здесь же приведены результаты эксперимента для случая, когда во П зоне - бериллий. Видно, что в центральной и периферийной "ловушках", а также на границе П зоны с топливом результаты расчета удовлетворительно согласуются с экспериментом. В центре топливной кассеты

Из работы можно сделать следующие выводы.

Относительная интегральная (по зоне) плотность тепловых нейтронов в воде в центральной "ловушке" слабо зависит от материала  $\text{I}$  зоны.

Для расчета пространственно-энергетического распределения тепловых нейтронов в топливной сборке следует применять более точные, чем  $\text{P}_1$ -приближение, методы решения кинетического уравнения переноса нейтронов и более реальные термализационные модели замедлителя.

Интегральный поток быстрых нейтронов с  $E > 0,78$  МэВ в воде в центральной "ловушке" сильно меняется в зависимости от материала  $\text{I}$  зоны. При замене бериллия на графит он уменьшается в  $1,1$  раза, а при замене бериллия на алюминий - в  $1,54$  раза.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Труханов Г.Я. Препринт ИАЭ 2010, 1970.

## ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ В БЫСТРО-ТЕПЛОВОЙ КРИТИЧЕСКОЙ СБОРКЕ

М.В.Бычков, А.В.Скобкарёв, А.И.Евчук,  
И.Г.Серафимович, Ю.И.Чуркин

Институт ядерной энергетики АН БССР, Минск

При использовании пороговых детекторов для измерения спектров быстрых нейтронов в условиях больших значений плотности потока нейтронов можно относительно легко измерить абсолютные значения наведенной активности этих детекторов. Из-за небольших значений сечений пороговых реакций ( $n, n'$ ), ( $n, p$ ) и ( $n, \alpha$ ) ограничивается возможность применения пороговых детекторов для измерения в критических сборках, что обусловлено трудностями определения малых значений активностей.

В настоящем докладе изложена методика и представлены результаты измерения спектра быстрых нейтронов пороговыми детекторами в быстро-тепловой критической сборке БТС-2 [1].

Спектр быстрых нейтронов в быстрой зоне быстро-тепловой критической сборки БТС-2 измеряли пороговыми детекторами, ядерно-физические характеристики которых представлены в таблице. При выборе веществ для изготовления пороговых детекторов важно уменьшить содержание примесей, которые могут присутствовать в них и вносить значительный вклад в измеряемую активность при облучении эпитепловыми нейтронами. Поэтому пороговые детекторы в виде металлических дисков  $\phi$  8-10 мм и толщиной не более 2 мм (никель и алюминий) изготавливали из особо чистых веществ или из веществ, обогащенных по данному изотопу. Облучение пороговых детекторов, покрытых кадмиевыми экранами толщиной 0,65 мм<sup>X</sup>, проводили в центре быстрой зоны быстро-тепловой критической сборки в течение 30 мин при интегральной плотности потока быстрых нейтронов с энергией больше 0,8 МэВ, равной  $\sim 2 \cdot 10^8$  нейтр/см<sup>2</sup>.с. Уровень мощности критической сборки мониторировали твердыми трековыми детекторами [7]. Количество треков, регистрируемых в каждом из-

<sup>X</sup> Для уменьшения эпитепловой активации индия дополнительно использовали индиевую фольгу толщиной 0,1 мм.

Пороговая реакция	$T_{1/2}$	$E_{\gamma}$ кэВ	$\varphi, \%$	$E_{эфф}$ МэВ [6]	$\sigma_{эфф}$ мб	$\sigma_{эфф}$ мб [6]
$^{103}\text{Rh}(n, n') \ ^{103m}\text{Rh}$	57,5 мин [2]	20	7,7 [2]	0,80	$863 \pm 144$	950
$^{115}\text{In}(n, n') \ ^{115m}\text{In}$	4,5 ч [3]	335	50 [3]	1,15	$295 \pm 48$	302
$^{58}\text{Ni}(n, p) \ ^{58}\text{Co}$	$71,3 \pm 0,5$ дн [4]	811	99,5 [4]	2,70	$412 \pm 94$	450
$^{64}\text{Zn}(n, p) \ ^{64}\text{Cu}$	$12,72 \pm 0,01$ [5]	511	38 [3]	2,60	$101 \pm 23$	129
$^{56}\text{Fe}(n, p) \ ^{56}\text{Mn}$	$2,587 \pm 0,008$ [5]	845	99,8 [3]	6,60	$66 \pm 15$	60,0
$^{27}\text{Al}(n, d) \ ^{24}\text{Na}$	$15,030 \pm 0,003$ [5]	1369	100 [3]	7,45	$78 \pm 17$	82,5

мерении; составляло 20-30 тысяч, что позволило с достаточно малой погрешностью контролировать изменение мощности критической сборки.

Наведенную быстрыми нейтронами активность пороговых детекторов определяли по площади фотопиков  $\gamma$ -линий, характерных для каждой пороговой реакции:

$$N_i = \frac{S_{\phi} \lambda t_1 e^{-\lambda t_2}}{f(1-e^{-\lambda t_1})\eta \epsilon_{\phi}}, \quad (I)$$

где  $N_i$  - активность порогового детектора;  $S_{\phi}$  - площадь фотопика;  $\lambda$  - постоянная распада;  $t_1$  - время обсчета порогового детектора;  $t_2$  - время, прошедшее после окончания облучения до начала обсчета;  $f$  - коэффициент самопоглощения измеряемого  $\gamma$ -излучения в детекторе;  $\eta$  - число  $\gamma$ -квантов на один распад;  $\epsilon_{\phi}$  - фотоэффективность гамма-спектрометра.

Активность родиевого порогового детектора определяли по К-рентгеновскому излучению родия на сцинтилляционном гамма-спектрометре рентгеновского и мягкого  $\gamma$ -излучения с кристаллом  $NaI(Tl)$   $\phi$  45x2 мм и фотоумножителем ФЭУ-13.

Для идентификации пороговой реакции на родии исследовали кривую распада облученного родия по линии 20 к.В. Период полураспада, полученный методом наименьших квадратов, составил  $57,95 \pm 0,50$  мин, что в пределах экспериментальных погрешностей измерений совпадает с литературными данными. Проведенные измерения показали, что обсчет родиевого порогового детектора следует проводить не ранее чем через 60 мин после окончания облучения.

Для измерения спектра быстрых нейтронов использовали родиевые детекторы  $\phi$  8 мм, изготовленные из фольги толщиной 20 мкм. При этом весовые количества родия в детекторе достаточны для проведения измерений в условиях малых значений плотности потока быстрых нейтронов, характерных для критической сборки. Однако толщина родия в 20 мкм является большой, с точки зрения поглощения К-рентгеновского излучения родия в детекторе, что необходимо учитывать при измерении абсолютной активности  $103^m Rk$ . Поэтому для родиевого детектора экспериментально определяли коэффициент самопоглощения [8] облучением нескольких родиевых детекторов различной толщины при одинаковом нейтронном потоке. Детекторы

облучали на вращающемся диске  $\phi$  30 мм. По измеренным удельным активностям экстраполяцией определяли удельную активность родиевого детектора "нулевой" толщины. Коэффициенты самопоглощения определяли как отношения удельных активностей детектора определенной толщины к удельной активности детектора "нулевой" толщины. Коэффициент самопоглощения для родиевого детектора толщиной 20 мм составил  $0,805 \pm 0,035$ .

Активности других пороговых детекторов определяли высокочувствительным гамма-спектрометром полного поглощения с кристаллом  $\text{NaI(Te)}$   $\phi$  150x100 мм с колодцем  $\phi$  15x25 мм и фотоумножителем ФЭУ-49. Для измерения малых активностей, облученных в критической сборке пороговых детекторов, необходимо максимально снизить естественный фон гамма-спектрометра, что было достигнуто "безщелевой" слоистой защитой, изготовленной из свинца, толщиной 150 мм, и железа, толщиной 100 мм. Применение "безщелевой" слоистой защиты весом около 8 т позволило почти в 6 раз снизить естественный фон гамма-спектрометра для  $E_{\gamma} > 30$  кэВ и в 18 раз - фоновое  $\gamma$ -излучение с  $E_{\gamma} = 1,46$  МэВ ( $^{40}\text{K}$ ).

Сцинтилляционный гамма-спектрометр полного поглощения градуировали набором  $\gamma$ -источников:  $^{203}\text{Hg}$  (0,279 МэВ),  $^{22}\text{Na}$  (0,511 МэВ),  $^{137}\text{Cs}$  (0,662 МэВ),  $^{54}\text{Mn}$  (0,835 МэВ),  $^{88}\text{Y}$  (0,908 МэВ, 1,840 МэВ) и  $^{65}\text{Zn}$  (1,114 МэВ), с помощью которых определяли ход кривой относительных фотоэффективностей. Абсолютизацию результатов относительных измерений проводили небольшим  $\gamma$ -источником  $^{137}\text{Cs}$ , активность которого определяли на  $4\pi\beta$ -счетчике. Максимальная средняя квадратическая погрешность определения фотоэффективностей гамма-спектрометра полного поглощения составила 3,7%.

По измеренным активностям пороговых детекторов определяли активационные интегралы. При определении активационных интегралов всех детекторов, кроме родия, учитывали следующие погрешности в %: статистическую и погрешность мониторинга мощности критической сборки 2,3-6,0, определения площади фотопика 2,65, определения фотоэффективности гамма-спектрометра полного поглощения 3,7, выхода  $\gamma$ -квантов 1,5-3,5.

Общая средняя квадратическая погрешность определения значений активационных интегралов пороговых детекторов (кроме родия) составила 6-8%. Общая средняя квадратическая погрешность опреде-

ления активационного интеграла родиевого детектора составила 12,5%. При этом не учтена незначительная систематическая погрешность, связанная с самоэкранированием и возмущением нейтронного поля детекторами.

Спектр быстрых нейтронов восстанавливали двумя методами - экспрессным [6] и методом наименьших квадратов (методом Узе) [9].

Следуя методу наименьших квадратов, предполагаем, что исследуемый спектр быстрых нейтронов в быстрой зоне БТС-2 является деформированным спектром нейтронов деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами. Поэтому искомым спектр быстрых нейтронов аппроксимируется следующим уравнением:

$$\varphi(E) = S(E) \sum_{n=1}^N b_n E^{n-1}, \quad (2)$$

где  $S(E)$  - спектр нейтронов деления  $^{235}\text{U}$  (формула Ватта).

Функция деформации представляется в виде:

$$\varrho(E) = \sum_{n=1}^N b_n E^{n-1}, \quad (3)$$

где  $N$  - число параметров, определяющих спектр нейтронов;  $b_n$  - коэффициенты разложения полинома;  $n$  - степень полинома.

Восстановление спектра нейтронов сводится к определению функции деформации  $\varrho(E)$  при такой степени полинома, при которой наилучшим образом описывается искомым спектр. Для этого применяют метод наименьших квадратов:

$$\sum_{i=1}^{L_d} \left[ R_i - \sum_{n=1}^N b_n \int_{E_{\text{порог}}}^{E_{\text{макс}}} S(E) \cdot \sigma(E) \cdot E^{n-1} dE \right]^2 W_i = \min, \quad (4)$$

где  $L_d$  - количество используемых пороговых реакций;  $R_i$  - активационные интегралы;  $N$  - параметр, принимающий максимальное значение  $L_d - 1$ ;  $W_i$  - весовые коэффициенты.

Дифференцируя соотношение (4) по  $b_n$ , получают систему нормальных уравнений, решая которую, находят искомым спектр нейтронов.

Восстановленный методом наименьших квадратов спектр быстрых нейтронов, измеренный в центре быстро-тепловой сборки, представлен кривой I на рисунке. Спектр восстанавливали по программе, разработанной в [9]. Для этого использовали ЭВМ БЭСМ-3М. На кри-

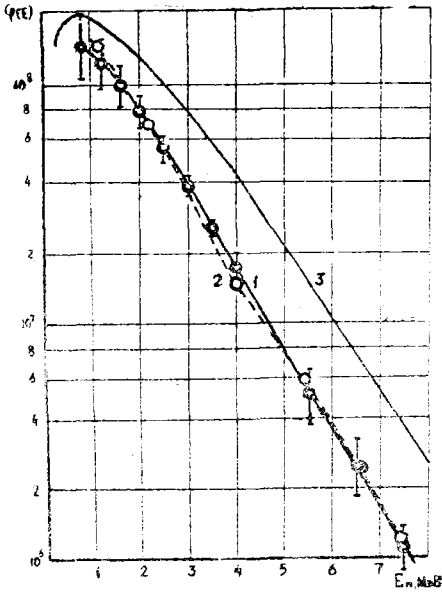


Рис.

ния для шести пороговых детекторов при заданных  $E_{эфф}$ , которые представлены в таблице. Для сравнения в таблице даны  $\sigma_{эфф}$ , рекомендуемые авторами работы [6].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Наузов В.А. [и др.] В сб. "Диссоциирующие газы как теплоносители и рабочие тела энергетических установок", ч. I. Минск, БНМО АН БССР, 1973, 229.
2. Upton A. Standardization of Radionuclides. Vienna, IAEA, 1967, 257.
3. Гусев Н.Г., Машкоич В.П., Воробичкий Б.В. Радиоактивные изотопы как гамма-источатели. М., Атомиздат, 1964.
4. Köhler W. Atomkernengie, 15-51, 1970, 263.
5. Emery J.F. et al. Nucl. Sci. and Engng., 48, 1972.
6. Троица В.С., Крамер-Агеев Е.А. "Атомная энергия", 29, вып. I, 1970.
7. Мельник А.П. [и др.] Известия АН БССР, сер. физ.-энерг. наук, № 2, 1970.
8. Бычков М.В., Скобкерев А.В. В сб. "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях". Труды I Всесоюзного совещания, т. I. М., Изд-во стандартов, 1972, 206.
9. Лавенас А.А., Болдаров И.Е., Известия АН БССР, сер. физ.-энерг. наук, № 1, 1971.

вой 2 представлен спектр быстрых нейтронов, восстановленный экспрессным методом [6]. Для сравнения представлен также спектр нейтронов деления  $^{235}\text{U}$  (кривая 3). Как видно из рисунка, спектры нейтронов, восстановленные обоими методами, практически не отличаются друг от друга. При этом наблюдается смягчение спектра быстрых нейтронов в центре быстро-тепловой критической сборки по сравнению со спектром нейтронов деления  $^{235}\text{U}$ .

Используя измеренный в быстро-тепловой критической сборке БТС-2 спектр быстрых нейтронов, получили эффективные сечения



ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ  
РЕАКТОРА ИИН-3

С.Н.Байкалов, В.С.Королев, В.Е.Хвостонов,  
В.Е.Чарико, В.В.Чубинский

Совместный научно-исследовательский институт приборостроения, Москва

Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова, Москва

В процессе исследования разработанного Институтом атомной энергии им.И.В.Курчатова серийного импульсного реактора ИИН-3 (1) измерены спектры нейтронов внутри и вблизи его активной зоны.

Аппарат представляет собой гомогенный растворный реактор, горючим в котором служит водный раствор уранилсульфата  $UO_2SO_4$ , с концентрацией  $^{235}U$  в растворе 180 г/л. Раствор уранилсульфата в количестве около 23л залит в стальной цилиндрический корпус реактора с внутренним  $\phi$  392 мм. Толщина боковой стенки корпуса 30, дна - 70 мм. В центральной трубе размещен пусковой стержень, выполненный в виде полого цилиндра ( $\phi$  96x5 мм) из карбида бора плотностью 1,4 г/см<sup>3</sup>. При извлечении пускового стержня системой аппарату сообщается начальный скачок реактивности. Стержни регулирования, размещенные в периферийных каналах, служат для управления начальной реактивностью в качестве стержней безопасности и для управления реактором в стационарном режиме. Через центральный канал пускового стержня проходит труба с внутренним  $\phi$  75 мм, используемый в качестве экспериментального канала.

Реактор расположен по оси бокса площадью  $3 \times 3$  м<sup>2</sup> и высотой 4 м, дно его на уровне ~ 1,2 м от пола бокса.

Измерения спектров выполнены в восьми контрольных точках, схема расположения которых приведена на рис.1. Нумерация точек соответствует принятой при разработке реактора.

Спектры нейтронов измерили спектрометром нейтронов СЭН2-02. Основную часть измерений выполнили пропорциональным счетчиком СНМ-41 с  $^3He$  в диапазоне энергии 0,05-5 МэВ. В точках 1 и 9 также выполнены измерения водородным счетчиком протонов отдачи СНМ-38, позволившие опустить нижнюю границу до 15-17 кэВ.

При работе с детектором на основе  $^3He$  необходимо учитывать, что сечские  $n, \rho$ -реакции в области малых значений энергии под-

чиняется закону  $I/\sqrt{E}$ . Поскольку в большинстве случаев поля нейтронов за счет рассеянного излучения в области малых энергий имеют характер  $I/E$ , а иногда являются еще более мягкими, то подавляющая доля полного числа отсчетов при измерениях спектров детекторами такого типа лежит в области теплового пика. Это, во-первых, приводит к тому, что обычно возможности работы спектрометра с такими детекторами в полях с большими значениями плотности потока нейтронов ограничиваются скоростью счета нейтронов, энергия которых лежит ниже границы энергетического диапазона спектрометра. Во-вторых, наличие теплового пика высокой интенсивности приводит к необходимости внесения поправок в число отсчетов в каналах вблизи нижней границы энергетического диапазона, учитывающих долю отсчетов, вносимых гауссовским распределением теплового пика. И, наконец, высокая скорость счета в области теплового пика приводит к искажениям аппаратурного спектра, простирающимся до энергии заряженных частиц, примерно равной удвоенной энергии реакции  $Q=764$ кэВ, за счет случайных наложений импульсов теплового пика.

Чувствительность спектрометра к тепловым нейтронам можно уменьшить экранированием детектора карбидом бора. При измерениях на реакторе МИН-3 счетчик СММ-4I помещали в насыпной экран из карбида бора толщиной 1 см. Применение такого экрана не избавляет полностью от теплового пика, поэтому мощность реактора выбирали максимальной, при которой еще нет искажений в амплитудном распределении спектра за счет случайных наложений импульсов теплового пика.

Аппаратурные спектры обрабатывали двумя обращенными матрицами, подобными приведенной в [2]. Первая из них охватывала диапазон энергии 0,05-1,5, вторая - 0,1-5 МэВ с шагом 0,05 и 0,1 МэВ. При составлении матриц использовали аппаратурные распределения для моноэнергетических нейтронов в области энергии 0,3-5,2 МэВ, полученные на электростатическом генераторе. Распределения исследовали при направлении пучка нейтронов вдоль оси счетчика. Поэтому в точке 4 (рис.1) провели измерения при двух положениях счетчика относительно оси реактора. Эти измерения показали, что в точках, где направление потока нейтронов близко к поперечному относительно оси счетчика, необходимо вносить поправки. Такие поправки нашли из соотношения двух спектров в точке 4.



(рис.2) и 50-160 кэВ в точке I (рис.3). На рисунках видно, что спектры, измеренные счетчиками этих типов, хорошо согласуются по своему характеру как в области, где они перекрываются, так и в прилегающих. Так, спектр нейтронов в точке 9 в диапазоне 18-500 кэВ близок к спектру I/E. На спектре, измеренном в точке I, в области энергии 24-40 кэВ заметна структура, обусловленная резонансам сечения железа.

Сравнение спектров, измеренных счетчиком  $^3\text{He}$  и стильбеном [4], показало, что спектры нейтронов реактора ИИИ-3 при энергии выше 3-3,5 МэВ соответствуют спектру деления  $^{235}\text{U}$ . Это позволило получить отношения значений потока нейтронов с энергией выше 0,1 и 3,0 МэВ ( $\Phi_{0,1}/\Phi_{3,0}$ ). Для этого спектр деления нормировали на полученные спектры в области энергии 3,5-4,7 МэВ.

Если при энергии менее 3,5-4 МэВ спектр нейтронов реактора лежит выше спектра деления, то находили поправку на это превышение для потока нейтронов с энергией более 3 МэВ, которую и добавляли к потоку, найденному для нормированного спектра нейтронов деления. Поток в интервале энергии 0,1-3,0 МэВ находили простым суммированием значений спектра во всем интервале.

Значения отношений потока нейтронов при энергии выше 0,1 и 3 МэВ приведены в таблице.

Номер точки	1	2	3	4	5	7	9	10
$\Phi_{0,1}/\Phi_{3,0}$	10,7	15	16,3	11,4	15,9	19	8,4	11,3

Погрешность этих отношений в основном определяется погрешностью нормирования спектра нейтронов деления к измеренным спектрам нейтронов и составляет 15%.

Данная работа позволяет определять поток нейтронов с энергией выше 0,1 МэВ по результатам определения пороговыми детекторами из серы (эффективный порог около 3 МэВ) в предположении, что спектр нейтронов в импульсе соответствует стационарному спектру нейтронов.

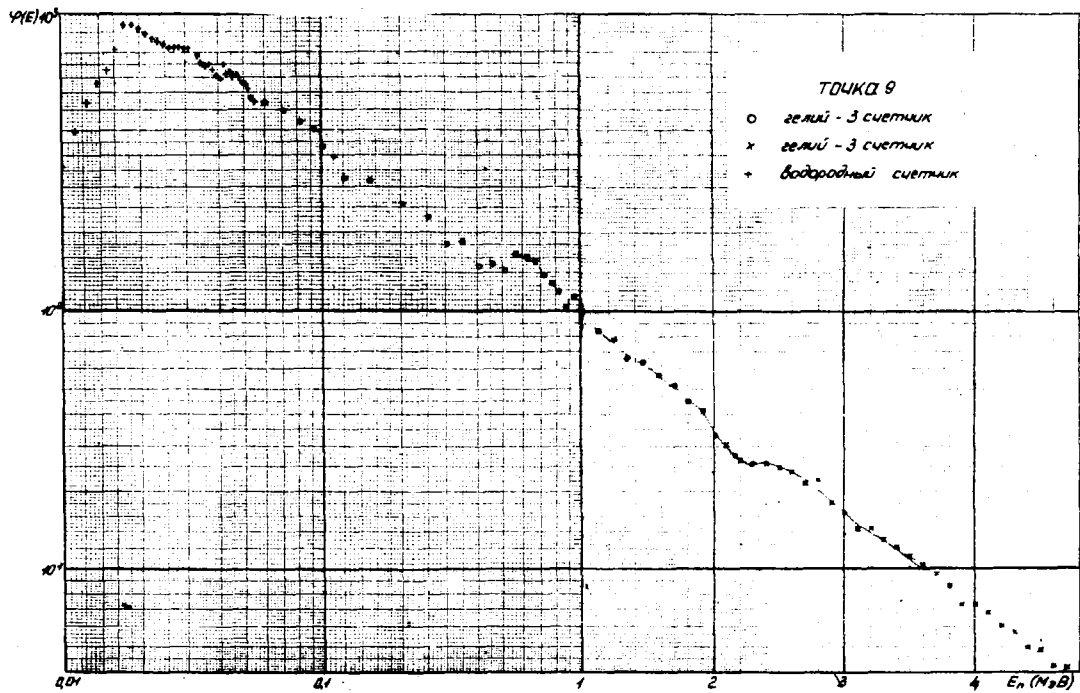


Рис. 2

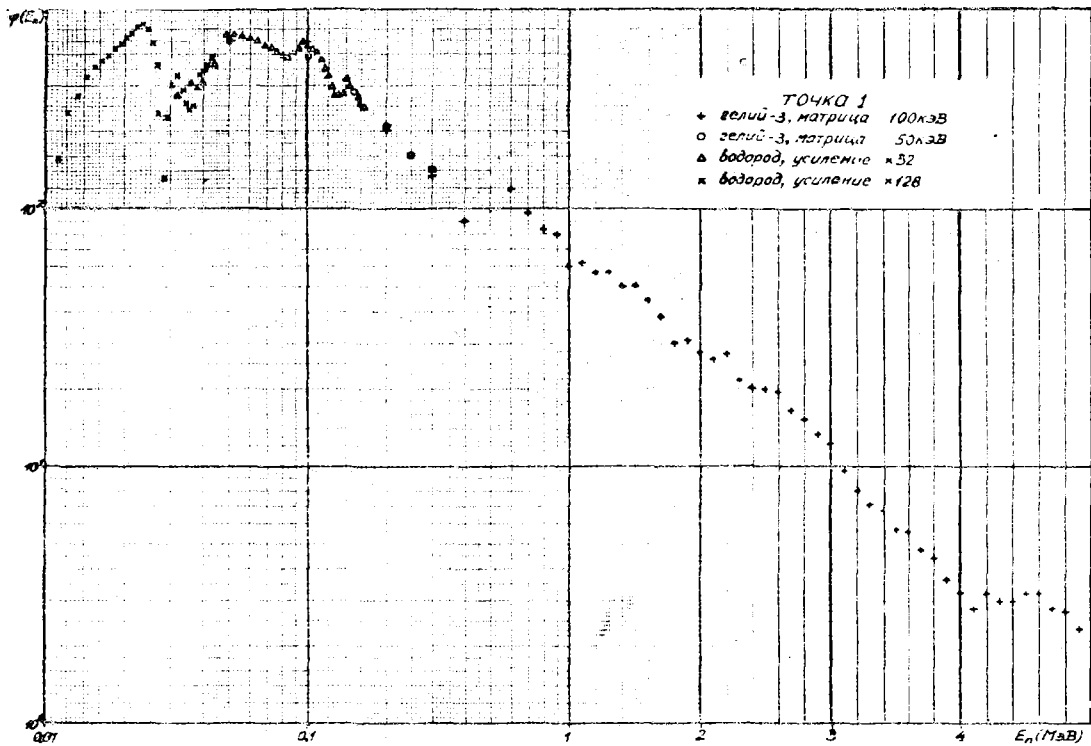


Рис.3

## ЛИТЕРАТУРА

1. Смирнов А.И., Талызин В.М., Хвостинков В.Е. Препринт ИАЭ-1692, 1968.
2. Байкалов С.Н. (и др). В сб. "Вопросы физики защиты реакторов", вып.5. М., Атомиздат, 1972, 212.
3. Ланцос К. Практические методы прикладного анализа. М., Физматгиз, 1961.
4. Левин Б.А. Препринт ИАЭ-2130, 1971.

О СИСТЕМАТИЧЕСКИХ ПОГРЕШНОСТЯХ ПРИ ВНУТРИРЕАКТОРНЫХ  
ИЗМЕРЕНИЯХ КАЛОРИМЕТРОМ ИНТЕГРАЛЬНОГО ТЕПЛОВОГО ПОТОКА

С.С.Огородник, В.Д.Попов

Институт ядерных исследований АН УССР, Киев

Принцип действия калориметра интегрального теплового потока описывается уравнением:

$$\mathcal{W} = kE + \gamma(T_1 - T_n) + k\mathcal{E}_0 \frac{dE}{d\mathcal{E}} + \gamma\mathcal{E}_c \frac{d(T_1 - T_n)}{d\mathcal{E}} + \mathcal{Q}_1, \quad (1)$$

где  $\mathcal{W}$  — мощность измеряемого энерговыделения;  $k$  и  $\gamma$  — градуировочные коэффициенты;  $E$  — сигнал калориметра;  $T_1$  и  $T_n$  — температура в точках закрепления выводов;  $\mathcal{E}_0$  — постоянная времени калориметра;  $\mathcal{E}$  — время;  $\mathcal{Q}_1$  — поток тепла по проводникам, выходящим из объема калориметра.

В стационарном режиме и при наличии изотермичности выводов (т.е. при  $T_1 = T_n$ ), а также при выполнении условия  $\mathcal{Q}_1 \ll kE$  уравнение (1) значительно упрощается:

$$\mathcal{W} = kE. \quad (2)$$

В настоящей работе проведено теоретическое и экспериментальное исследование систематических погрешностей, возникающих при работе калориметра в режиме, описываемом уравнением (2), и обусловленных неизотермичностью выводов, нестационарностью температурных полей, пренебрежением величиной  $\mathcal{Q}_1$ . Кроме того, исследована систематическая погрешность, обусловленная заменой интегрирования ( $\int \bar{q} d\bar{S}$ ) суммированием малых, но конечных величин ( $\sum_{i=1}^n q_i \Delta S_i$ ). Изучены вопросы градуировки калориметра. Указаны наиболее существенные погрешности и пути их устранения при различных условиях проведения внутриреакторных измерений.



АНАЛИЗ ПОГРЕШНОСТЕЙ ОПРЕДЕЛЕНИЯ  
НЕЙТРОННОЙ ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ В ВОДСРОДЕ РАЗЛИЧНЫМИ КАЛОРИ-  
МЕТРИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ (тезисы обзорного доклада)

С.С.Сгородник, В.Д.Попов, Ю.Л.Цоглин

Институт ядерных исследований АН УССР, Киев

При исследовании радиационных эффектов необходимо знать нейтронные компоненты поглощенной дозы в материалах, облучаемых в ядерных реакторах. Экспериментально определить эту величину с требуемой погрешностью удается только для водорода. Для остальных материалов нейтронные поглощенные дозы рассчитывают, используя дозу, измеренную в водороде. При ее измерении основные трудности связаны с необходимостью выделения нейтронной дозы на фоне смешанного реакторного излучения с использованием водорода в связанном состоянии, а в ряде конструкций калориметров также с необходимостью учета фонового тепловыделения в оболочке. В работе обсужден выбор пар материалов: водородсодержащих и дополняющих, позволяющих выполнить указанные разделения. Основное внимание уделено обычно принимаемым предположениям (и связанным с ними погрешностям), о форме спектров нейтронов и  $\gamma$  - излучения. Выполнен анализ погрешностей основных измеряемых величин: поглощенных доз, весового содержания и т.д. Сравнены возможности калориметров разного типа: адиабатического, квазиадиабатического, изотермического, диатермического, а также термодивергатора, релаксометра и прибора на основе метода "обгона". Определены в зависимости от условий внутрореакторных измерений основные факторы, влияющие на значение суммарной погрешности, пути ее уменьшения и области применения пар полиэтилен-графит и цирконий - гидрид циркония.

## ИЗМЕРЕНИЕ УДЕЛЬНОГО ТЕПЛО ВЫДЕЛЕНИЯ ТОПЛИВНОГО ОБРАЗЦА В НЕЙТРОННОМ ПОЛЕ РЕАКТОРА ВВР-М

А.В.Никонов, В.Б.Климентов

Институт ядерных исследований АН УССР, Киев

В большинстве реакторных экспериментов исследуется тепло-выделение, обусловленное как процессами деления, так и радиационными эффектами, которые приводят к значительным повышениям температуры в элементах конструкции реактора и, в первую очередь, в топливных элементах. Только в немногих случаях можно дать количественные расчеты выделяемого тепла. Поэтому на всех реакторах ядерный нагрев определяют экспериментально калориметрами.

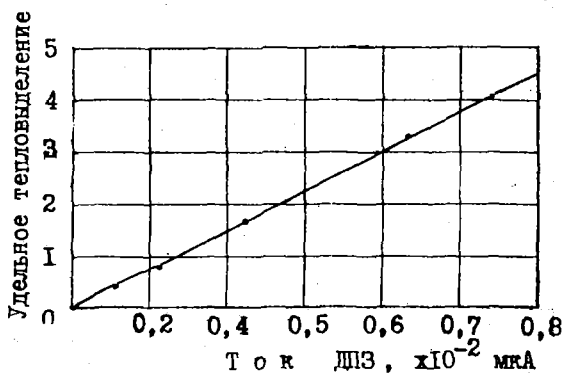
На реакторе ВВР-М ИЯИ АН УССР калориметром интегрального теплового потока [1] выполнено измерение удельного тепловыделения образца из  $UO_2$  90%-го обогащения по  $^{235}U$  (количество урана - 7,178 г; высота образца - 1,45 мм;  $\phi$  8,8 мм). В качестве замкнутой теплометрической оболочки калориметра использовали слоистые датчики теплового потока [2]. Калориметр предварительно градуировали снятием зависимости его сигнала от тепловой мощности, выделяемой во внутренней полости калориметра. Градуировочная характеристика калориметра со средней квадратической погрешностью 3,5% может быть представлена линейной функцией с угловым коэффициентом (коэффициент градуировки), равным  $9,89 \pm 0,35$  мВ/Вт.

Измерения тепловыделения проводили в экспериментальном петлевой канале, установленном в бериллиевом отражателе, при нескольких уровнях мощности реактора. Кроме калориметра с  $UO_2$ , в канале размещали пустой калориметр для снятия фоновых сигналов.

Чтобы иметь надежную "привязку" к мощности реактора, вблизи экспериментального устройства размещали эмиссионный родиевый детектор тепловых нейтронов ДПЗ, который оставляли в отражателе реактора после извлечения теплового канала и при выводе реактора на номинальную мощность. Коэффициент возмущения сигнала ДПЗ экспериментальным устройством составил 0,82 и определялся как отношение сигналов ДПЗ при наличии и в отсутствие экспериментального устройства на постоянной мощности реактора.

Результаты calorиметрических измерений сравнивали с данными по тепловыделению, полученными активационным методом. Оценка тепловыделения уранового образца, основанная на измерениях плотности потока тепловых нейтронов с помощью активационных золотых детекторов, коэффициента блокировки тепловых нейтронов по сечению уранового образца и кадмиевого отношения для  $^{235}\text{U}$  в образце, совпало в пределах погрешности 20% с результатом calorиметрических измерений. При этом плотность потока тепловых нейтронов в экспериментальном канале в пересчете на мощность реактора 10 МВт составила  $8 \cdot 10^{13}$  нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ .

В итоге эксперимента получена зависимость удельного тепловыделения уранового образца от тока ДПЗ, представленная на рисунке.



Погрешность измерения тепловыделения обусловлена погрешностью градуировочной характеристики calorиметра, равной 3,5%; погрешность измерения тока ДПЗ определялась классом точности измерительного прибора Ф-30 и составила 6% на самом чувствительном пределе и 1% при измерении тока

ДПЗ на номинальной мощности реактора. Фоновое тепловыделение в среднем составило 2% от тепловыделения уранового образца.

Проведенный эксперимент дал возможность достаточно надежно определить тепловыделение уранового образца на различных мощностях реактора. На мощности реактора 10 МВт тепловыделение испытуемого образца составило  $91,9 \pm 3,5\%$  Вт/г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Огородник С.С. [и др.]. Радиационнотермический дивергатор интегрального потока нейтронов. Авт.свид. №230914. "Бюлл. изобретений", № 35, 1968.
2. Геращенко О.А., Федоров В.Г. Техника теплотехнического эксперимента. Киев, "Наукова думка", 1964.

**МЕТОД ФИЗИЧЕСКОГО ИНТЕГРИРОВАНИЯ  
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВАНАДИЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПЛОТНОСТИ  
ПОТОКА НЕЙТРОНОВ**

Р. Д. Васильев, С. Г. Кондратенко, В. И. Ярыпа

Всесоюзный научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений, Москва

В. С. Шевченко

Союзный научно-исследовательский институт приборостроения,  
Москва

Разработана и исследована аппаратура и методика измерений плотности потока нейтронов с энергией от нескольких килоэлектрон-вольт до 1 МэВ, получаемых на ускорителях Ван де Граафа. В основу положен метод физического интегрирования - двухсферная ванадиевая ванна, аналогичная ранее описанной двухсферной марганцевой ванне [1].

Экспериментальная установка представляет собой две концентрические сферы  $\varnothing$  200 и 480 мм, заполненные одинаковым концентрированным раствором сернокислого ванадила  $VOSO_4$ . Внутренняя сфера предназначена непосредственно для измерения потока нейтронов (нейтр/с), попавших внутрь нее через наружный коллиматор, внешняя - для измерения утечки нейтронов из внутренней сферы и защиты внутренней сферы от нейтронного фона. Наведенную активность  $^{52}V$  измеряли сцинтилляционным детектором с кристаллом  $NaI(Tl)$ , помещенным внутри измерительной камеры, через которую непрерывно циркулировал активированный раствор.

Выбор ванадия в качестве активируемого агента объясняется его сравнительно небольшим периодом полураспада (3,27 мин), позволяющим быстро получать состояние активности насыщения. Другие свойства ванадия и его соединения  $VOSO_4$  в сравнении с марганцем и его соединением  $MnSO_4$  даны в табл. I.

Таблица I

Наименование характеристики	Таблица	
	$^{51}V$	$^{55}Mn$
Естественное содержание в природе, %	99,76	100

Наименование характеристики	Значение	
	51γ	55 <sup>Mn</sup>
Пригодное для измерений соединение	$\text{VOSO}_4$	$\text{MnO}_4$
Растворимость в воде, г/1000 см <sup>3</sup>	700	480
Период полураспада активируемого агента	3,75 мин	2,56 ч
Время, необходимое для полного распада активности раствора	1 ч	2 сут
Энергия испускаемых гамма-квантов, кэВ	1434	845
Сечение поглощения тепловых нейтронов, б	4,9	13,05
Наибольшая эффективность измерения потока нейтронов, отн. ед.	0,75	1
Наличие резонансного захвата нейтронов	-	+

Экспериментальную установку исследовали для энергетического диапазона от 30 кэВ до 1 МэВ. В результате получены энергетические зависимости, во-первых, утечки нейтронов из внутренней сферы, во-вторых, поглощение нейтронов в конструкционных материалах и, в третьих, погрешности измерения плотности потока нейтронов.

Основные величины, по которым определяли плотность потока нейтронов, и их составляющие погрешности сведены в табл. 2.

Величина	Погрешность			
	Случайная		Систематическая	
	Значение, %	Вес, отн. ед.	Значение, %	Вес, отн. ед.
Наведенная активность 52 V	0,5-0,8	I	0,1	I
Эффективность детектирования	1,0	I	0,1	I
Утечка нейтронов из внутренней сферы	0,9-1,6	I	0,1	I
Поглощение нейтронов в конструкционных материалах	-	-	10	0,01
Телесный угол коллиматора	-	-	0,2	I
Расстояние от источника нейтронов	-	-	0,2	I
Сечение поглощения тепловых нейтронов [2]:				
водородом	-	-	0,6	0,2
ванадием	-	-	2,0	0,75
серой	-	-	2,8	0,05

В формулу для определения плотности потока нейтронов входит отношение микроскопических сечений поглощения нейтронов водородом и ванадием. Из-за большой неопределенности знания этих сечений (см. табл. 2) измерили их отношение фотонейтронным  $Ra-Be$ -источником, аттестованным с погрешностью менее 1%. Погрешность

определения отношения сечения поглощения тепловых нейтронов ядрами водорода и ванадия не превысила 0,8%.

В результате погрешность определения плотности потока нейтронов с энергией до 600 кэВ не превысила значения 2,5%, а с энергией до 1 МэВ - 3% в 95% доверительном интервале.

Одновременно с измерением рассмотренным методом плотность потока нейтронов определяли экспериментально всеволновым счетчиком нейтронов с известной эффективностью, а также расчетом по измеренному методом сопутствующих радиоактивных ядер выходу нейтронов, используя угловые распределения нейтронов.

Результаты определения плотности потока нейтронов тремя независимыми методами совпали в пределах погрешности измерения методом ванадиевой ванны.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев Р.Д. [и др.] В сб. "Ядерные константы", вып. 15. М., Атомиздат, 1974.
2. Neutron Cross Section. BNL-325, Second Edition, 1964 - 1968.

## ГРАДУИРОВКА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ШКАЛЫ УСКОРИТЕЛЕЙ ВАН ДЕ ГРААФА ПО ПОРОГАМ $p, n$ -РЕАКЦИЙ

В.И.Потапкин, В.Ф.Шевченко

Союзный научно-исследовательский институт приборостроения, Москва

Р.Д.Васильев

Всесоюзный научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений, Москва

Один из методов градуировки энергетической шкалы ускорителей основан на использовании пороговых реакций  $p, n$  [1,2]. К настоящему времени накоплен большой экспериментальный материал по абсолютным значениям порогов многих реакций  $p, n$ ; эти значения известны с погрешностью 0,1-0,01% [2].

Принцип метода состоит в следующем. В окрестности порога некоторой реакции определяют зависимость выхода нейтронов в единицу времени  $Q$  от энергии ускоренных протонов  $E$ , которую выражают в относительных единицах  $x$ . Предполагают, что выполняется отношение  $E = Kx$ , где  $K$  - постоянная величина. При экстраполяции зависимости  $Q(x)$  к нулевому значению выхода нейтронов находят положение порога реакции на шкале  $x$ .

В работах [3-5] показано, что выход нейтронов  $Q$  в окрестности порога для моноэнергетических ускоренных частиц и бесконечно толстой мишени должен иметь вид

$$Q = \alpha (\Delta E)^{3/2}, \quad (1)$$

где  $\alpha$  - постоянная величина;  $\Delta E = E_{\text{пор}} - E$  - превышение энергии ускоренных частиц  $E$  над порогом реакции  $E_{\text{пор}}$ . Соотношение (1) справедливо только для значений  $\Delta E$ , не превышающих определенных значений  $\Delta E_{\text{max}}$ . Имеются сведения [1,4], что для наиболее часто используемых реакций, таких как  $T(p,n)^3\text{He}$  и  ${}^7\text{Li}(p,n)^6\text{Be}$ , значение  $\Delta E_{\text{max}}$  лежит в интервале 10-20 кэВ. В случае моноэнергетических ускоренных частиц и бесконечно толстой мишени зависимость  $Q(x)$  выражают в масштабе, пропорциональном  $Q^{2/3}$ , и линейно экстраполируют до нулевого значения выхода. Точку пересечения  $x_0$  этой прямой с осью  $x$  принимают за порог реакции.



В действительности ускоренные частицы не строго моноэнергетические и имеют некоторое энергетическое распределение  $f(E)$ . Поэтому при градуировке энергетической шкалы необходимо учитывать следующие факторы: форму зависимости  $Q(x)$  от вида распределения  $f(E)$  и значений дисперсии данного распределения, методику экстраполяции этой зависимости для нахождения значения  $x_0$ , способы определения погрешности градуировки и средней энергии  $E_0$  ускоренных частиц. В [1,4,5] данные вопросы отражены недостаточно полно.

Для ускорителей Ван де Граафа считают, что функция  $f(E)$  описывается кривой Гаусса со средней энергией  $E_0$  [1]:

$$f(E) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{E-E_0}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2, \quad (2)$$

где  $\sigma$  - дисперсия распределения. В некоторых случаях допускают замену этого распределения треугольным [6].

Были рассчитаны значения выхода нейтронов в зависимости от  $\Delta E$  для гауссовского и треугольного распределений, а также для дисперсий  $\sigma$  этих распределений, равных 1, 2, 3, 4, 5 и 6 кэВ. Выход рассчитывали по формуле

$$Q = \alpha \int_{E_{\text{пор}}}^{\infty} (E - E_{\text{пор}})^{3/2} f(E) dE. \quad (3)$$

Расчетные кривые зависимости  $Q(x)$  в масштабе  $Q^{2/3}$  для распределения Гаусса представлены на рисунке. При использовании в формуле (3) треугольного распределения получили аналогичные результаты. Из рисунка следует, что зависимости  $Q(x)$ , построенные в масштабе  $Q^{2/3}$ , имеют участки, по которым можно проводить линейную экстраполяцию к нулевому выходу. С увеличением дисперсии распределения этот участок кривой в области  $\Delta E_{\text{max}}$  уменьшается. При дисперсии, сравнимой с  $\Delta E_{\text{max}}$ , линейная экстраполяция затруднена, а следовательно, нельзя однозначно определить положение порога. Это видно, например, из кривой I, подсчитанной для дисперсии  $\sigma = 6$  кэВ.

Из полученных данных следует, что точка экстраполяции  $\Delta E_3$  расчетной кривой на шкале  $E - E_{\text{пор}}$  не является порогом реакции, который должен находиться в точке  $E - E_{\text{пор}} = 0$ . Из рисунка видно, что значение  $\Delta E_3$  зависит от значения дисперсии распределения. Найдено, что для гауссовского и треугольного распределения

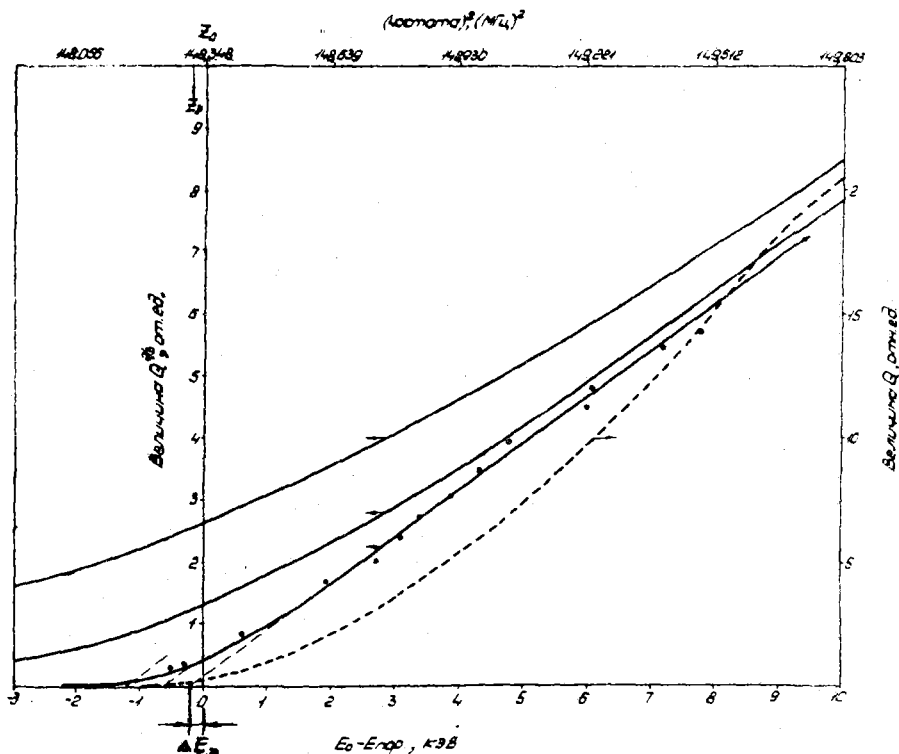


Рис. Кривые 1, 2 и 3 - расчетные значения выхода  $Q^{2/3}$  для дисперсии 1, 3 и 6 кэВ, соответственно; точки - экспериментальная зависимость  $Q^{2/3}$ ; кривая 4 - расчетные значения выхода  $Q$  для дисперсии 1 кэВ.

$\Delta E_0 = 0,205$ . Кроме того, из соотношения (2) получили, что  $Q^{2/3}(\Delta E_0)/Q^{2/3}(0) = 0,83$ ; это отношение не зависит от дисперсии указанных выше распределений.

Используя полученные данные, применяли следующую методику градуировки энергетической шкалы ускорителей Ван де Граафа по пороговым реакциям. Для выбранных типов реакций определяли зависимость выхода нейтронов  $Q$  от средней энергии протонов, выраженной в относительных единицах  $\%$ . Затем строили график этой зави-

симости в масштабе  $Q^{2/3}$ . По линейному участку находили точки экстраполяции  $Z_3$ . Истинное положение порога  $Z_0$  устанавливали, используя соотношение  $Q^{2/3}(\Delta E_3)/Q^{2/3}(0) = 0,83$ . Таким образом, точке  $Z_0$  на шкале  $Z$  приписывали абсолютное значение энергии, равное порогу реакции, и в дальнейшем энергию протонов для любых  $x$  определяли по формуле:

$$E = \frac{E_{пор}}{Z_3} Z = \eta Z. \quad (4)$$

По значению величины  $\eta (Z_0 - Z_3)$  оценивали также дисперсию распределения, используя соотношение  $\eta (Z_0 - Z_3) = \Delta E = 0,205 \sigma$ .

Погрешность градуировки определяли из соотношения [7]:

$$\sigma_\eta = \sqrt{\frac{1}{Z_3^2} \sigma_{E_{пор}}^2 + \frac{E_{пор}^2}{Z_3^4} \sigma_{Z_3}^2}, \quad (5)$$

где  $\sigma_{Z_3}$  - погрешность определения  $Z_3$ , которую вычисляли по методике, изложенной в [7], применительно к экстраполяции прямой методом наименьших квадратов;  $\sigma_{E_{пор}}$  - погрешность значения порога реакции, используемой для градуировки.

Погрешность определения энергии протонов  $\sigma_E$  находили по формуле

$$\sigma_E = \sqrt{\sigma_\eta^2 x^2 + \eta^2 \sigma_x^2}, \quad (6)$$

где  $\sigma_x$  - погрешность определения величины  $x$ .

Экспериментальную обработку рекомендованной методики градуировки проводили на ускорителе ЭГ-2,5 по порогу реакции  $T(p, \alpha)^3\text{He}$  ( $E_{пор} = 1019$  кэВ). Использовали промышленные твердые ТТ-мишени толщиной 162 кэВ. Мишень окружали замедлителем из парафина в виде куба размером  $390 \times 390 \times 310$  мм<sup>3</sup> [1]. Тепловые нейтроны в замедлителе регистрировали счетчиком СММ-42. Линейный участок кривой выхода в масштабе  $Q^{2/3}$  экстраполировали методом наименьших квадратов.

Относительная погрешность градуировки  $\frac{\sigma_E}{E}$ , вычисленная с использованием соотношений (4) и (5), составляла 0,02%.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Palmer D.W. et al. Nuclear Physics, 75, 1966, 515.
2. Вальтер А.К. [и др.] Электростатические ускорители заряженных частиц. М., Атомиздат, 1963.
3. Брагинский С.И., Гуревич И.И., Терехов Ю.В. Ядерные реакции, ч. I, т. III. М., 1969.
4. Bondelid R.O., Dowling Whiting E.E. Phys.Rev., 134, 1964.
5. Марнон Дж., Боннер Т. В сб. "Физика быстрых нейтронов". Под ред. Дж. Марнона и Дж. Фаулера, т. 2. М., Атомиздат, 1966.
6. Richards H.T. et al. Phys.Rev., 80, 1950, 524.
7. Диголов Б.М. Математическая обработка наблюдений. М., Физматгиз, 1962.

С е к ц и я II  
СЛИЧЕНИЯ НА РЕАКТОРАХ

Председатель Р.Д.Васильев - Всесоюзный научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений, Москва



СЛИЧЕНИЕ МЕТОДИК ОПРЕДЕЛЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА  
 $\rho_{0,1}$  НЕЙТРОННОГО ПОЛЯ РЕАКТОРА ИРТ-2000

Х.Л. Бондарс, Я.К. Вейнберг, А.А. Лапенас - ИФ АН Латв. ССР, Рига  
 А.А. Аглицкий, С.С. Ломакин, А.Г. Морозов - ВТИ, Москва  
 Р.Д. Васильев, Е.И. Григорьев, Г.Б. Тарновский - ВНИИФТРИ, Москва  
 Ю.П. Бакулин, С.Ю. Ноздрачев, В.В. Чехлаев - ГКИАЭ, Москва

В феврале 1973 г. на реакторе ИРТ-2000 в Институте физики АН Латв. ССР (Рига) были проведены сличения средств и методик нейтронных измерений. Измерения выполнили в горизонтальном экспериментальном канале ГЭК-8.

Цель сличений заключалась в следующем:

независимом измерении идентичной величины нейтронного поля участника сличений; выявлении систематических погрешностей в авторских методиках; установлении оцененного значения спектрального коэффициента  $\rho_{0,1}$ , и оценке результативной погрешности.

Спектральный коэффициент  $\rho_{0,1}$  представляет собой отношение интегральной плотности потока нейтронов с энергией выше 0,1 МэВ ( $\varphi_{>0,1}$ ) к интегральной плотности потока нейтронов с энергией выше 3 МэВ ( $\varphi_{>3}$ )

$$\rho_{0,1} = \frac{\varphi_{>0,1}}{\varphi_{>3}} = \frac{\int_{0,1}^{\infty} \varphi(E) dE}{\int_3^{\infty} \varphi(E) dE}, \quad (I)$$

где  $\varphi(E)$  - дифференциальный спектр нейтронов в точке измерения.

Все участники сличения использовали активационный метод измерения, применяя собственные средства и методики.

ИФ АН Латв. ССР применил набор активационных детекторов:

$^{31}P(n, p)$ ,  $^{32}P$ ,  $^{115}In(n, p)$ ,  $^{116m}In$ ,  $^{197}Au(n, p)$ ,  $^{198}Au$ ,  
 $^{152}Sm(n, p)$ ,  $^{153}Sm$ ,  $^{186}W(n, p)$ ,  $^{187}W$ ,  $^{55}Mn(n, n')$ ,  $^{56}Mn$ ,  
 $^{98}Mo(n, p)$ ,  $^{99}Mo$ ,  $^{23}Na(n, p)$ ,  $^{24}Na$ ,  $^{103}Rh(n, n')$ ,  $^{103m}Rh$ ,  
 $^{115}In(n, n')$ ,  $^{115m}In$ ,  $^{58}Ni(n, p)$ ,  $^{58}Co$ ,  $^{64}Zn(n, p)$ ,  $^{64}Cu$ ,  
 $^{32}S(n, p)$ ,  $^{32}P$ ,  $^{27}Al(n, p)$ ,  $^{27}Mg$ ,  $^{56}Fe(n, p)$ ,  $^{56}Mn$ ,  
 $^{24}Mg(n, p)$ ,  $^{24}Na$ ,  $^{27}Al(n, d)$ ,  $^{24}Na$ ,  $^{19}F(n, n)$ ,  $^{19}F$ .

Наведенные активности измеряли сцинтилляционным  $\gamma$ -спектрометром с кристаллом  $NaF(Tl)$  размером до 40x50 мм и кристаллом

толщиной 1,5 мм, а также на проточном  $4\pi\beta$ -счетчике. Спектр нейтронов в области на-тепловых нейтронов определяли методом вычитания вклада  $1/\nu$ -части, а в области быстрых нейтронов — методом наименьших квадратов. Спектр нейтронов между областью надтепловых нейтронов и областью быстрых нейтронов находили интерполяцией Гентона [1].

ВТИ использовал набор пороговых детекторов  $^{103}\text{Rh}(n,n')^{103m}\text{Rh}$ ,  $^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$ ,  $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ ,  $^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$ ,  $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ ,  $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ ,  $^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$ ,  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ .

Наведенные активности детекторов измеряли сцинтилляционным  $\beta$ -спектрометром с блоком одноканального анализатора. Установки градуировали набором ОСГИ. Спектр быстрых нейтронов восстанавливали методом наименьших квадратов и представляли в виде  $[2] \psi(E) = S(E) \sum_{n=1}^{\infty} a_n E^{n-1}$ , где  $S(E)$  — спектр нейтронов деления. Для определения  $\int_{a_1}^{\infty} \psi(E) dE$  приняли интерполяцию Гентона [1].

ВНИИФТРИ использовал набор АКН; наведенные активности детекторов измеряли дискриминатором с фиксированным для каждого изотопа окном. Применяли сцинтилляционные датчики с кристаллом  $\text{NaF}(70)$  размером  $\varnothing 63 \times 63$  мм и кристалл толщиной 2 мм. Градуировочные источники были из АКН.  $g_{\text{ср}}$  определяли экстраполяционным методом восстановления интегрального спектра  $\Phi(E)$  в диапазоне энергии нейтронов 0,1–3 МэВ [2]. Получено  $g(E) = 3,79 e^{-0,27E} + 0,68$ .

ГКИАЭ использовал наведенные активности, измеренные сотрудниками ВНИИФТРИ. Спектр нейтронов восстанавливали вариационно-многогрупповым методом, используя априорную информацию о спектре нейтронов и метод наименьших квадратов [3].

Таблица I

Энергия, МэВ	ИФ АН Латв. ССР	ВТИ	ВНИИФТРИ	ГКИАЭ
1	2	3	4	5
0,1	4,4±0,6	4,16	4,18	4,46
0,2	4,0±0,6	3,71	3,91	4,18



1	2	3	4	5
0,3	3,7 $\pm$ 0,5	3,47	3,67	-
0,4	3,5 $\pm$ 0,5	3,29	3,41	3,66
0,5	3,3 $\pm$ 0,4	3,14	3,22	-
0,6	3,1 $\pm$ 0,3	3,01	3,03	3,22
0,8	2,9 $\pm$ 0,3	2,79	2,68	2,86
1,0	2,7 $\pm$ 0,3	2,53	2,38	2,58
1,2	2,5 $\pm$ 0,2	2,38	2,14	2,34
1,4	2,3 $\pm$ 0,2	2,20	1,92	2,13
1,6	2,1 $\pm$ 0,2	2,00	1,74	1,91
1,8	1,9 $\pm$ 0,2	1,84	1,58	1,76
2,0	1,7 $\pm$ 0,1	1,66	1,45	1,60
2,2	1,5 $\pm$ 0,1	1,52	1,34	1,46
2,4	1,4 $\pm$ 0,1	1,36	1,24	1,33
2,6	1,3 $\pm$ 0,1	1,24	1,16	1,21
2,8	1,1 $\pm$ 0,1	1,22	1,09	1,10
3,0	1,0 $\pm$ 0,1	1	1	1

В табл. I дана зависимость  $g_{0,1}$  от энергии нейтронов, полученная каждым участником сличения.

Оцененное значение спектрального коэффициента рассчитывали по формуле

$$\bar{g}_{0,1} = \frac{\sum_{j=1}^n P_j g_{0,1j}}{\sum_{j=1}^n P_j}, \quad (2)$$

где  $P_j$  - вес результата, определяемый как

$$P_j = \frac{1}{(\delta_{0,1j} + \beta_j)^2}; \quad (3)$$

здесь  $\delta_{0,1j}$  - авторская погрешность результата;  $\beta_j$  - поправка, приводящая результат к одинаковому доверительному интервалу, а также оценивающая возможные неучтенные погрешности.

Случайную погрешность результата в 95% доверительном интервале рассчитывали по формуле

$$\sigma^{95} = t \cdot \sigma, \quad (4)$$

где  $t$  - коэффициент Стьюдента для четырех событий.

Среднее квадратическое отклонение  $\sigma$  рассчитывали по формуле

$$\sigma = \frac{1}{\bar{g}_{0,1}} \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^4 P_j (\bar{g}_{0,1} - g_{0,1j})^2}{m(m-1) \sum_{j=1}^4 P_j}}$$

Таблица 2

Организация	ИФ АН Латв.ССР	ВТИ	ВНИИЭТРИ	ПСИАЭ
$\bar{g}_{0,1j}$	4,4	4,2	4,2	4,5
$\Delta g_{0,1j} = (\bar{g}_{0,1} - g_{0,1j})$	0,03	0,17	0,17	0,13
$(\delta_{0,1j} + B_j) \cdot 100$	20	30	19	15
$P_j$	25	11	26	44

В табл. 2 указаны значения  $g_{0,1j}$ , отклонения  $\Delta g_{0,1j}$  от оцененного значения  $\bar{g}_{0,1}$ , приведены погрешности  $(\delta_{0,1j} + B_j)$  и веса  $P_j$ .

Оцененное значение спектрального коэффициента, рассчитанное по формуле (2), составило  $\bar{g}_{0,1} = 4,4$  при среднем квадратическом отклонении, равном 0,87%, и случайной погрешности в 95% доверительном интервале  $\sigma \approx 3\%$ .

Случайная погрешность, вычисленная по формуле (4), учитывает различные влияющие факторы, являющиеся источниками систематических погрешностей в отдельном результате, но действующие случайным образом для всей группы измерений. В частности, одна из наиболее существенных погрешностей - методическая погрешность каждого результата - "превращается" из систематической в случайную. Тем не менее поскольку все участники сличений использовали одинаковый метод, оцененный результат сохраняет систематическую погрешность, имеющую общую природу для всех измерений. Общими источниками погрешности в этом случае были погрешности градуировочных источников, схем распада, сечений. Точный расчет систематической погрешности за счет указанных факторов не представлялся возможным, так как неизвестна функция суммарного воздействия всех факторов на измеряемую величину. Максимальная грани-

ца ( $\bar{\theta}_{0,1}$ ) систематической погрешности  $\bar{g}_{0,1}$ , общая для всех участников, оценена в 7%. Можно утверждать, что с вероятностью не менее 95% общая погрешность оцененного результата равна

$$\bar{\delta}_{0,1} = \sigma^{95} + \bar{\theta}_{0,1} = 3 + 7 = 10\%.$$

Оцененное значение спектрального коэффициента  $\bar{g}_{0,1}$  для ГЭК-8 ИРТ-2000 составляет

$$\bar{g}_{0,1} = 4,4 \pm 10\% (\sigma^{95} = 3\%, \bar{\theta}_{0,1} = 7\%).$$

Хорошее совпадение результатов измерения  $g_{0,1}$  всеми участниками сличений и, соответственно, малую случайную погрешность можно объяснить удачным выбором априорной информации о спектре, что вызвано сравнительно простым видом исследуемого спектра (типичный спектр водо-водяного реактора).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лапонас А.А., Бондарс Х.Я. Изв. АН БССР, серия физ-энерг. наук, № 1, 1971, 29.
2. Васильев Р.Д. и др. . В сб. "Ядерные константы", вып. II. М., Атомиздат, 1973, 54.
3. Шкурпелов А.Н. и др. . В сб. "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях". Труды I Всесоюзного совещания, т.2. М., Изд-во стандартов, 1972, 139.

## СЛИЧЕНИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ТЕСТОВОГО СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ АКТИВАЦИОННЫМИ МЕТОДАМИ

Г.А.Борисов, Р.Д.Васильев, Е.И.Григорьев, В.П.Ярына  
Всесоюзный научно-исследовательский институт физико-  
технических и радиотехнических измерений, Москва

В работе [1] сообщено о подготовленной во ВНИИФТРИ программе всесоюзных сличений нейтронно-активационных измерений спектров нейтронов. Программа охватывала три этапа сличений. Первый посвящен выявлению применяемых реакций активации, ядерно-физических констант, материалов детекторов и т.д. Второй этап заключался в сличении результатов восстановления тестового спектра нейтронов. На третьем намечены измерения на одном из реакторов. В данное время работа по заданной программе сличений выполнена, и готовится обобщающий отчет с соответствующими рекомендациями.

В настоящем докладе кратко изложены итоги работы на **втором этапе, выполненной** несколько лет назад.

В качестве тестового спектра приняты дифференциальный спектр плотности потока нейтронов  $\psi(E)$  [нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{МэВ})$ ] в интервале энергии 0,1-8 МэВ, полученный сложением спектра нейтронов деления и косинусоиды с периодом 4 МэВ и амплитудой 0,17. По тестовому спектру и сечениям участников вычислили активационные интегралы. Значения этих интегралов передали участникам сличений, которые прислали во ВНИИФТРИ восстановленные ими спектры для последующего сравнения.

В табл.1 названы участники сличения, применявшиеся ими методы восстановления, количество использованных реакций и наибольшие отклонения восстановленных спектров от тестового спектра. Участники воспользовались методами, широко применявшимися в Союзе до начала семидесятых годов. Сейчас многие организации и некоторые участники сличений применяют другие методы, в частности зналоги программы SAND-II.

В табл.2 показаны реакции, использованные каждым участником.

На рис.1-7 изображены спектры, восстановленные каждым из участников, и для сравнения - тестовый спектр (обозначен сплошной линией). На рис.8 сведены вместе спектры всех участников.

Предварительный анализ результатов сличений позволяет сделать следующие выводы.

Таблица I

№ п/п	Участники сличений	Примененные методы восстановления спектра	Количество использованных реакций	Наибольшее отклонение от тестового спектра, %
1.	МИФИ - Московский инженерно-физический институт	Экспрессный метод [2]; Метод минимизации средних квадратических отклонений [3]	16	10  30
2.	Группа В.М.Багаева	Экспрессный метод; Метод регуляризации	15	25 30
3.	ИФ АН Латв.ССР - Институт физики АН Латв.ССР	Полиномиальный метод (одна из модификаций) [4]	10	10
4.	ИАЭ - Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова		6	Более чем вдвое
5.	Группа Ю.А.Егорова	Полиномиальный метод (одна из модификаций)	10	40
6.	ВТИ - Всесоюзный теплотехнический институт им.Ф.Э.Дзержинского СНИИП - Союзный научно-исследовательский институт приборостроения	Экспрессный метод	12	30
7.	ТПИ - Томский политехнический институт им.С.М.Кирова	Полиномиальный метод (одна из модификаций)	9	80

1. Несмотря на использование участниками сличений согласованных сечений и скоростей реакций в расчете на одно ядро имеются значительные расхождения, вызванные только применяемыми методами. Расхождения достигают 80% и более, как в случае результатов ИАЭ.

2. Как правило, расхождения превышают существующие потребности сечений реакций и тем более достигнутые в настоящее время погрешности числа ядер и скорости реакций в активационных детекторах. Поэтому в работе по стандартизации нейтронно-активацион-



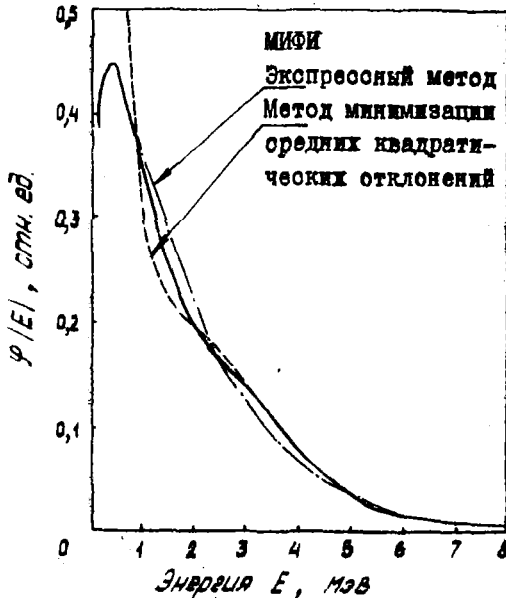
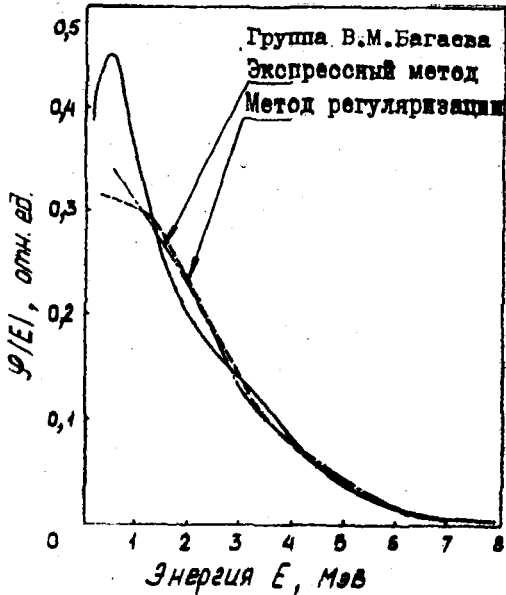


Рис. I



ных методов измерений спектров нейтронов большое внимание должно быть уделено методикам восстановления. Обращает на себя внимание стандартизованный в данный период экспрессный метод [2], с помощью которого различные организации получили хорошие результаты. Сложнее - работа по стандартизации "машинных" методов, дающих наибольшие расхождения, но она оправдана.

3. Номенклатура реакций, примененных для восстановления тестового спектра, достигает 22. Наиболее популярны следующие восемь реакций:  
 $^{115}\text{In}(n, n')$ ,  $^{115}\text{mIn}$ ,  
 $^{32}\text{S}(n, p)$ ,  $^{32}\text{P}$ ,  $^{54}\text{Fe}(n, p)$ ,  $^{54}\text{Mn}$ ,  
 $^{35}\text{Cl}(n, \alpha)$ ,  $^{32}\text{P}$ ,  $^{27}\text{Al}(n, p)$ ,  $^{27}\text{Alg}$ ,  
 $^{56}\text{Fe}(n, p)$ ,  $^{56}\text{Mn}$ ,  $^{24}\text{Mg}(n, p)$ ,  $^{36}\text{Na}$ .  
 и  $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ ,  $^{24}\text{Na}$ . По-видимому, для восстановления спектра с относительно небольшой погрешностью достаточно применять около десяти реакций, основные из которых должны быть реакциями с низкими энергетическими порогамг.

Рис. 2

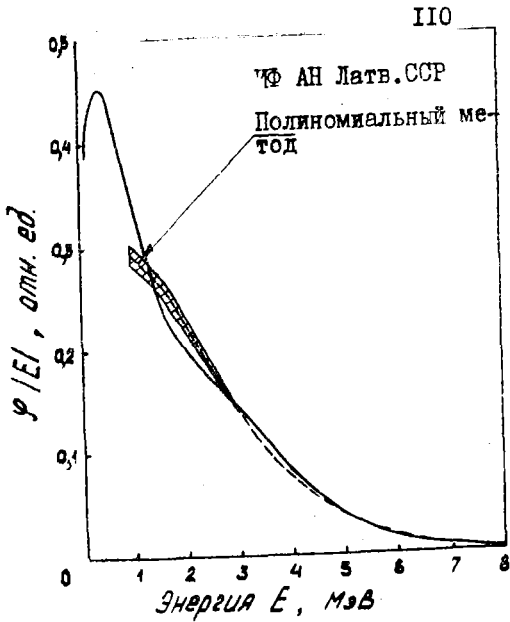


Рис. 3

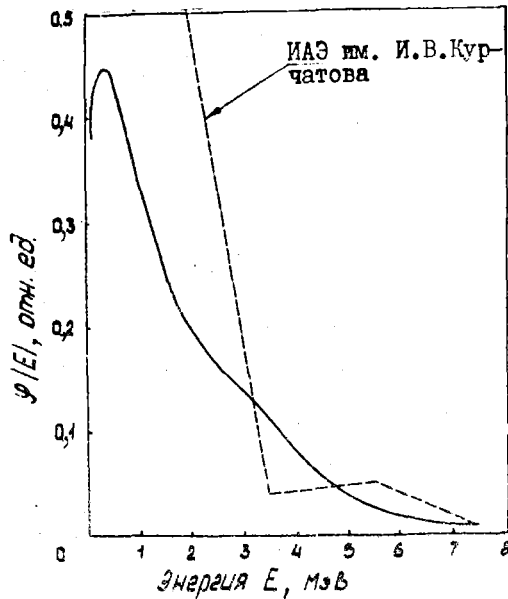


Рис. 4

4. Лишь одна организация (ИФ АН Латв.ССР) предприняла попытку оценить погрешность восстановленного спектра нейтронов.

5. Учитывая заметные расхождения между результатами восстановления спектра различными методами, следует рекомендовать систематическое проведение сличения тестовых спектров.



III

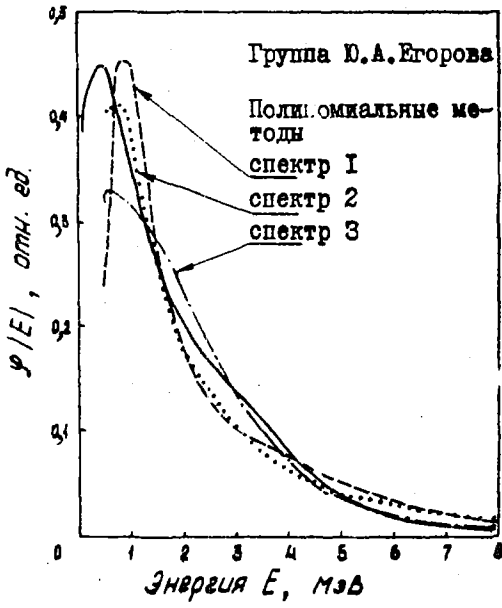


Рис.5

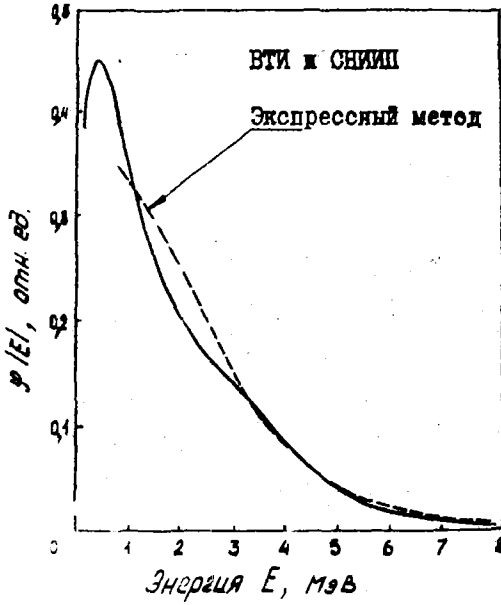


Рис.6

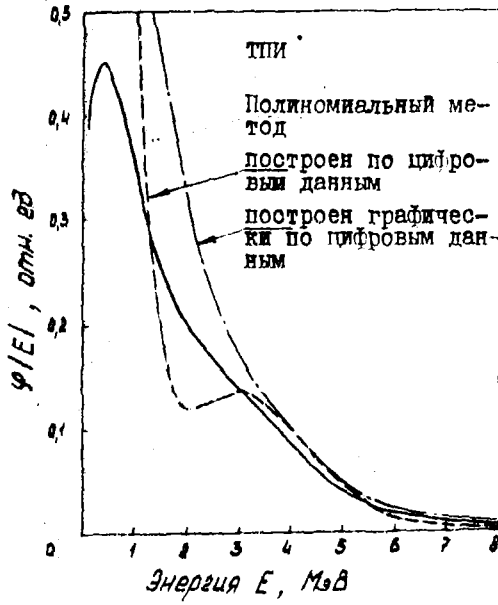


Рис. 7

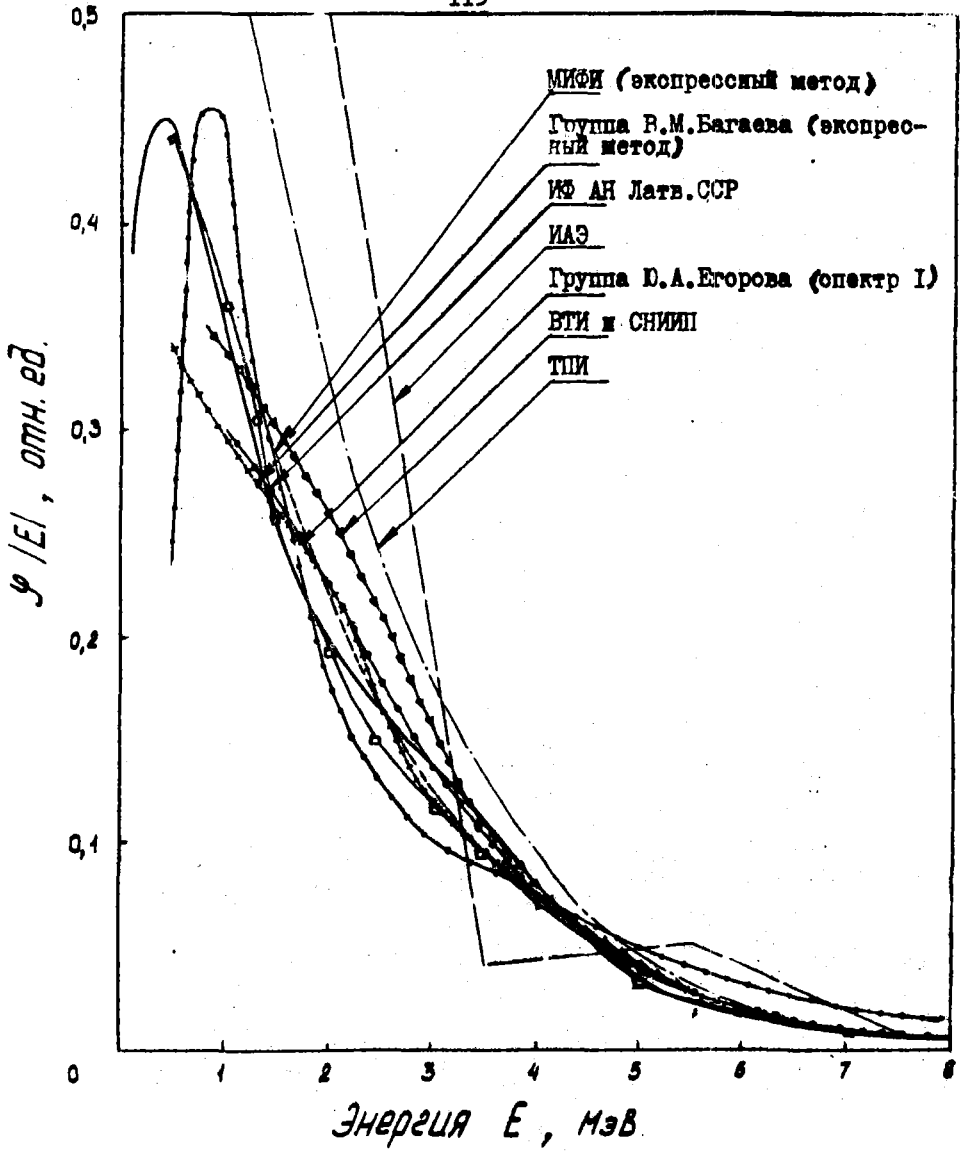


Рис. 8

## ЛИТЕРАТУРА

1. Борисов Г.А. [и др.] В сб. "Ядерные константы", вып. 7. М., Атомиздат, 1971, 459.
2. Крамер-Агеев Е.А., Трошин В.С. "Атомная энергия", 29, 1970, 37.
3. Крамер-Агеев Е.А. [и др.] В сб. "Вопросы дозиметрии и защиты от излучений", вып. 9. М., Атомиздат, 1969, 139.
4. Лапенас А.А. [и др.] Известия АН БССР. Серия физ.-энерг. наук, I, 1977, 29.

## СЛИЧЕНИЯ НА РЕАКТОРЕ ВВР-50

Р.Д.Васильев, Е.И.Григорьев, В.П.Ярына

Всесоюзный научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений, Москва

Ю.А.Егоров, Ю.В.Панкратьев

Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР, Москва

Настоящие сличения - завершающий этап ранее начатых сличений (см. статью Борисова Г.А. и др. в сб. "Ядерные константы", вып.7. М., Атомиздат, 1971, 459). Они охватывали измерения характеристик нейтронного поля в реакторе ВВР-50. Измерения проводили в нише реактора за слоем свинца толщиной около 100 см.

Исследовательские группы от 10 организаций независимо друг от друга измеряли идентичные величины и зависимости, основными из которых были: плотность потока тепловых нейтронов, востоктовская плотность потока тепловых нейтронов, дифференциальный спектр нейтронов в различных энергетических интервалах, интегральная плотность потока, спектральный коэффициент.

Сличения преследовали две основные цели:

- во-первых, необходимо на основе сравнения значений идентичных величин, полученных разными авторами, выявить неучтенные систематические погрешности для их дальнейшего устранения и оценить реально существующие погрешности;

- во-вторых, требовалось получить оцененные значения измеряемых величин повышенной достоверности и определить результирующие погрешности.

В докладе обобщены результаты сличений, даны оцененные результаты и их погрешности. Кратко охарактеризованы методы и средства измерений участников сличений.

РЕЗУЛЬТАТЫ СРАВНИТЕЛЬНЫХ НЕЙТРОННЫХ  
ИЗМЕРЕНИЙ НА ИМПУЛЬСНОМ РЕАКТОРЕ

В.М. Гагаев, Г.Л. Пикалов, В.А. Соловьев, Е.И. Григорьев

В сравнениях различных дозиметрических систем в радиационном поле аperiodического реактора на быстрых нейтронах приняли участие представители девяти организаций.

Облучали в одинаковых условиях 18 типов дозиметров. Режимы и геометрия облучения в четырех проведенных пусках реактора были следующие:

— Импульсный режим работы при размещении дозиметров в воздухе за комбинированной защитой из железа (4,5 см) и полиэтилена (7 см). Защиту располагали на расстоянии 30 см от центра активной зоны реактора;

— Статический режим работы при измерении дозиметров в воздухе за защитой из полиэтилена толщиной 10 см;

— Импульсный режим работы при расположении дозиметров в воздухе без защиты;

— Статический режим работы при расположении дозиметров в воздухе без защиты.

Основной сравниваемой величиной была керма нейтронов.

В настоящем сообщении не преследовали цели провести подробный анализ всех полученных результатов и выявить причины их несогласования. Можно только указать, что разбросы в значениях кермы относительно некоторого ее среднего значения для ряда систем достигали двух и более раз. Вместе с тем в экспериментах по сравнению представлены системы, имеющие общую методическую основу, что позволяет провести более детальное рассмотрение полученных результатов. В частности, измерение кермы нейтронов некоторыми системами основывали на измерении флюенса нейтронов в различных энергетических интервалах с последующим использованием соответствующих дозовых коэффициентов. К этой категории дозиметров мы отнесли системы под следующими условными названиями:

ЗАСАДА — зонный активационно-спектрометрический аварийный дозиметр;

ТАСИД — трековый аварийный индивидуальный спектрометрический дозиметр;

## II7

АКН - активационный комплект нейтронный;

СНАД - спектрометрический набор активационных детекторов;

ДЕСНА - дозиметр на основе делящихся ( $^{235}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{238}\text{U}$ )

и активационных ( $^{22}\text{Na}$ ,  $^{32}\text{S}$ ) детекторов;

$\text{Np}$  - дозиметр-трековый дозиметр на основе технологического нептуния;

$\text{Rh}$  - дозиметр-активационный дозиметр на основе  $^{103}\text{Rh}$ ;

$\text{Fe} + \text{In}$  - дозиметр-активационный дозиметр на основе  $^{56}\text{Fe}$  и  $^{115}\text{In}$ ;

$\text{Al}$  - дозиметр-трековый  $n, \alpha$ -дозиметр на основе  $^{27}\text{Al}$ ;

$\text{Be}$  - дозиметр-трековый  $n, \alpha$  - дозиметр на основе  $^9\text{Be}$ ;

СТИЛЬБЕН - сцинтилляционный спектрометр с кристаллом  
 стильбена размером 10 x 10 мм.

Результаты измерений кермы нейтронов на расстояниях 1,5 м от центра активной зоны, а также данные по флюенсу нейтронов в различных энергетических группах, определенные для одной из трех рабочих точек, для всех четырех пусков реактора представлены в табл. I и 2.

Таблица I

№ пуска	Керма нейтронов, рад												Среднеквадратическая погрешность, %
	ЗАСАДА	ТАСИД	АКН *	СНАД	ДЕСНА	№-дозиметр	Rh-дозиметр	(Fe-In)-дозиметр	Ав-дозиметр	Зс-дозиметр	Стильбен *	$\bar{D}_H$	
1	299	233	282	290	245	234	217	200	180	215	228	233	15,7
2	734	600 **	845	800	666	630	570	780	800	840	-	723	13,6
3	654	486	-	675	738	630	637	685	670	650	762	655	10,2
4	281	253	177	-	348	302	331	340	320	310	351	330	17,4

\* Доза определена для нейтронов с энергией  $E > 0,1$  МэВ.

\*\* Доза определена при использовании системы (Сч +Р).



Таблица 2

№ пус-ка	Дозиметрическая система	Флюенс нейтронов в различных энергетических группах, нейтр./см <sup>2</sup>									
		тепловые нейтроны	0,5эВ	40эВ	300эВ	0,1МэВ	0,58МэВ	0,8МэВ	1,5МэВ	2,5МэВ	$\bar{D}_n$
I	ЗАСАДА	$6,3 \cdot 10^{10}$	$3,14 \cdot 10^{11}$	$2,83 \cdot 10^{11}$	$2,5 \cdot 10^{11}$	-	$7,4 \cdot 10^{10}$	$5,4 \cdot 10^{10}$	$3,1 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^{10}$	299
	ТАСИД	$1,4 \cdot 10^{11}$	$1,9 \cdot 10^{11}$	$1,6 \cdot 10^{11}$	-	-	$6,4 \cdot 10^{10}$	-	$1,9 \cdot 10^{10}$	$9,4 \cdot 10^9$	233
	АКН	-	-	-	-	$1,52 \cdot 10^{11}$	$6,4 \cdot 10^{10}$	$5,0 \cdot 10^{10}$	$2,5 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^{10}$	282
	СНАД	$6,4 \cdot 10^{10}$	$3,2 \cdot 10^{11}$	-	$7,5 \cdot 10^{11}$	-	$8,8 \cdot 10^{10}$	$7,0 \cdot 10^{10}$	$2,1 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^{10}$	290
	ДЕСНА	$6,5 \cdot 10^{10}$	$2,5 \cdot 10^{11}$	-	$1,7 \cdot 10^{11}$	-	$7,0 \cdot 10^{10}$	-	$2,4 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^{10}$	245
	СТИЛЬБЕН										228
2	ЗАСАДА	$1,0 \cdot 10^{11}$	$7,3 \cdot 10^{11}$	$6,4 \cdot 10^{11}$	$5,8 \cdot 10^{11}$	-	$1,5 \cdot 10^{11}$	$1,4 \cdot 10^{11}$	$7,3 \cdot 10^{10}$	$3,3 \cdot 10^{10}$	734
	ТАСИД	$3,9 \cdot 10^{11}$	-	-	-	-	-	-	-	$2,8 \cdot 10^{10}$	600
	АКН	-	-	-	-	$4,5 \cdot 10^{11}$	$1,9 \cdot 10^{11}$	$1,5 \cdot 10^{11}$	$7,5 \cdot 10^{10}$	$3,4 \cdot 10^{10}$	845
	СНАД	$1,7 \cdot 10^{11}$	$7,9 \cdot 10^{11}$	-	$6,1 \cdot 10^{11}$	-	-	$1,6 \cdot 10^{11}$	$7,1 \cdot 10^{10}$	$3,3 \cdot 10^{10}$	800
	ДЕСНА	$1,5 \cdot 10^{11}$	$6,3 \cdot 10^{11}$	-	$4,5 \cdot 10^{11}$	-	$7,8 \cdot 10^{10}$	-	$6,8 \cdot 10^{10}$	$3,2 \cdot 10^{10}$	666
	СТИЛЬБЕН	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-

11



## СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОТЕЧЕСТВЕННЫХ АВАРИЙНЫХ ДОЗИМЕТРИЧЕСКИХ СИСТЕМ

И.Б.Кеирим-Маркус, В.А.Князев, С.Н.Крайтор  
Институт биофизики МЗ СССР, Москва

Исследование задач, связанных с разработкой аварийных дозиметрических систем и их практическим применением, продолжает привлекать внимание специалистов, поскольку круг лиц, причастных к использованию атомной энергии, значительно расширяется. К настоящему времени в СССР разработаны различные индивидуальные дозиметры, которые дадут более полную и точную информацию о качественных и количественных характеристиках облучения людей в аварийных ситуациях. Эти дозиметры отличаются как по принципу действия, так и по методам определения показаний, диапазону и погрешности измерений, конструкции, пригодности к массовому производству. Поэтому возникла необходимость сравнить характеристики дозиметров и выбрать наиболее приемлемые для обеспечения аварийно-опасных мест и освоения промышленностью.

Ниже приведены результаты сравнительных экспериментов, проведенных в СССР, анализ результатов которых позволяет сделать выводы о состоянии и перспективах развития индивидуальной аварийной дозиметрии. Одновременно сравнены спектрометрические системы, предназначенные для измерения спектров нейтронов в аварийных ситуациях, при моделировании аварий и изучении радиационной обстановки в помещениях с критическими сборками и реакторами на случай аварии.

Сравнение проводили в экспериментальном зале импульсного реактора типа НРРР[1]. Активная зона реактора находилась на высоте 2 м в центре зала размерами 11х10х10 м<sup>3</sup>. Детекторы облучали на высоте 2 м и на расстоянии 3,3 м от центра активной зоны. Одно облучение (импульс 2) было без защиты, а два других - с защитой из 13 см железа (импульс 3) и 12 см оргстекла (импульс 4). Детекторы располагали в воздухе и на передней и задней относительно активной зоны поверхности фантома.

На сравнение представлены индивидуальные аварийные дозиметры  $\beta$ - $\gamma$ -нейтронного излучения ГНЕИС, основанные на применении термолюминесцентных дозиметров ИКС-А и трекового дозиметра нейтронов ДИНА; индивидуальные дозиметры  $\gamma$ -нейтронного излучения НДТ-1

на основе люминофора  $\text{CaS}$  и  $\gamma$ -излучения ГДТ-1 и ГДТ-7 на основе  $\text{LiF}$ ; индивидуальные аварийные дозиметры  $\gamma$ -нейтронного излучения АИДА и ИАД на основе активационных детекторов нейтронов из меди, индия, фосфора и серы и термолюминесцентных дозиметров  $\gamma$ -излучения ИКС-А; спектрометрические наборы активационных детекторов нейтронов и трековых детекторов с делящимися изотопами ЗАСАДА, ДИСНЕЙ и ТАСИД [2-8].

Результаты измерения доз  $\gamma$ -излучения и нейтронов для индивидуальных аварийных дозиметров и спектрометров нейтронов приведены в табл.1 и 2. В табл.1 даны предварительные значения, в табл.2 — окончательные.

Предварительные данные дозиметра ГНЕИС о керме нейтронов не изменились, а значения дозы  $\gamma$ -излучения изменились в среднем на 9% (максимальное изменение до 20%), поскольку предварительные измерения проводили на пульте ИКС-А, отградуированном для другой партии стекол. Разброс показаний дозиметров ИКСА, использованных для измерения дозы  $\gamma$ -излучения в комплектах ГНЕИС, ЗАСАДА, АИДА и ИАД, не превышает, как правило, 10%.

Предварительные данные дозиметров НДТ-1 и ГДТ-1 изменились в среднем на 15% (максимальное изменение до 50%), поскольку в окончательных результатах учтено влияние  $\gamma$ -излучения полоний-бериллиевого источника при измерении дозы нейтронов, а также уточнены чувствительность нейтронного дозиметра к  $\gamma$ -излучению и гамма-дозиметра — к нейтронам.

Предварительные данные дозиметра АИДА о керме нейтронов изменились в среднем на 40% (максимальное изменение до 90%), что связано с ненадежной работой измерительной аппаратуры. Предварительные данные дозиметра ИАД о керме нейтронов изменились в среднем на 15% (максимальное изменение до 28%), что связано с ошибкой, допущенной при градуировке аппаратуры во время проведения сравнительных экспериментов.

В окончательных данных зонного дозиметра ЗАСАДА приведены значения кермы вместо указанной предварительно максимальной дозы нейтронов, поскольку измерение кермы принято всеми участниками сравнения как более соответствующее современным требованиям в области аварийной дозиметрии.

Таблица I

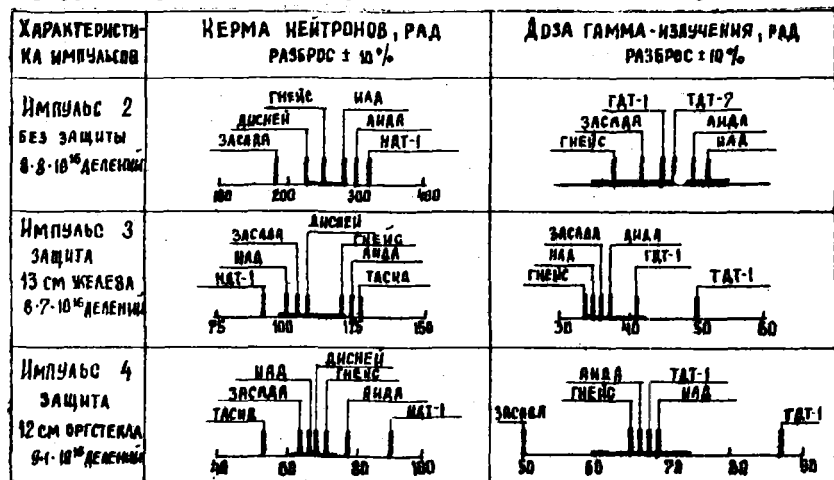
Характеристика импульсов	Позиция	Керма нейтронов, рад					Доза $\gamma$ -излучения, рад				
		ГНЕИС	ЗАСАДА*	НДТ-I	АИДА	ИАД	ГНЕИС	ЗАСАДА	ГДТ-I	АИДА	ИАД
Импульс 2, без защиты, $8,8 \cdot 10^{16}$ делений	Воздух	254	280/235	240	300	240	53	56	87	60	60
	Передняя поверхность фантома	273	330/263	280	400	232	76	90	150	87	87
	Задняя поверхность фантома	40	90/38	57	120	47	58	67	73	62	62
Импульс 3, защита 13 см железа, $8,7 \cdot 10^{16}$ делений	Воздух	120	126/92	73	150	72	32	36	45	36	36
	Передняя поверхность фантома	126	173/137	110	200	72	50	50	80	49	49
	Задняя поверхность фантома	34	82/51	40	80	25	42	45	48	43	43
Импульс 4, защита 12 см оргстекла, $9,1 \cdot 10^{16}$ делений	Воздух	71	-	75	120	72	60	-	84	68	68
	Передняя поверхность фантома	46	-	150	80	61	93	-	120	78	78
	Задняя поверхность фантома	39	-	53	60	24	48	-	64	60	60

\* Приведено значение максимальной дозы. Второе число - максимальная доза нейтронов с энергией выше 26 кэВ.

Таблица 2

Характеристика импульсов	Позиция	Керма нейтронов, рад							Доза $\gamma$ -излучения, рад					
		ГНЕЙС	ЛДСНЕЙ	ЗАСАДА	НДТ-1	ТАСИД	АИДА	ИАД	ГНЕЙС	ЗАСАДА	НДТ-1	НДТ-7	АИДА	ИАД
Импульс 2, без защиты, $8,8 \cdot 10^{16}$ делений	Воздух	254	228	190	320	-	302	281	53	56	58	58	60	60
	Передняя поверхность фантома	273	263	206	390	248	264	252	97	90	105	82	87	87
	Задняя поверхность фантома	40	49	41	53	56	64	53	65	67	74	57	62	62
Импульс 2, защита 13 см железа, $8,7 \cdot 10^{16}$ делений	Воздух	120	106	106	92	125	125	100	34	36	41	50	36	36
	Передняя поверхность фантома	126	119	126	126	159	176	95	46	50	70	54	49	49
	Задняя поверхность фантома	34	41	41	47	-	44	31	43	38	48	65	43	43
Импульс 4, защита 12 см оргстекла, $9,1 \cdot 10^{16}$ делений	Воздух	71	68	65	90	54	78	68	67	50	87	68	68	68
	Передняя поверхность фантома	46	48	65	157	54	57	58	84	76	107	90	78	78
	Задняя поверхность фантома	39	35	34	47	-	53	21	55	74	65	50	60	60

Разброс в окончательных данных находится в пределах 20%, хотя имеются и значительно большие отклонения. Наглядно это иллюстрируется рисунком с результатами измерений в воздухе и области



10%-го отклонения от среднего значения. Разброс показаний связан с характеристиками дозиметров, с их градуировкой различными источниками и промахами при измерениях. В частности, последним объясняется большое значение кермы, измеренное дозиметром НДТ-1 на передней поверхности фантома в четвертом импульсе. Вероятнее всего, в данном измерении произошла частичная засветка люминофора.

В табл.3 дана количественная оценка результатов измерения кермы нейтронов аварийными дозиметрическими системами. Для этого рассчитаны средняя и максимальная погрешности абсолютного измерения кермы тем или иным дозиметром для всей серии измерений (три импульса по три позиции в каждом импульсе). Эти погрешности определяли относительно среднего значения кермы нейтронов в каждом случае по результатам измерений всеми дозиметрами, включая промахи. Также вычислена погрешность каждого метода измерения кермы, которая исключает разброс в градуировке измерительной аппаратуры и использованных градуировочных источниках.

Из табл.3 следует, что среди индивидуальных аварийных дозиметров наименьшие значения указанных погрешностей у дозиметра ГНЕИС, а среди нейтрон-спектрометрических систем - у спектрометра

Таблица 3

Погрешность измерения кермы нейтронов	Спектрометрические системы; Индивидуальные аварийные дозиметры						
	ДИСНЕИ	ЗАСАДА	ТАСИД	ГНЕИС	НДТ-1	АИДА	ИАД
Максимальная погрешность абсолютного измерения кермы	-13 + +2	-27 + +18	-21 + +20	-20++2	-16++180	-3++40	-45++7
Максимальная погрешность абсолютного измерения кермы более 50 рад	-12 + -3	-27 + -4	-21 + +14	-9 ++1	-16+-44	-3++33	-28++7
Средняя погрешность абсолютного измерения кермы	6,5	13	13	8,1	38	17	16
Средняя погрешность абсолютного измерения кермы более 50 рад	6,5	13	16	3,6	23	15	11
Средняя погрешность метода измерения кермы	4,2	9,7	13	6,3	34	10	15
Средняя погрешность метода измерения кермы более 50 рад	2,1	6,3	16	3,6	16	6,6	7,0



ДИСНЕЙ. Видно также, что погрешность измерения в области выше 50 рад существенно меньше, чем ниже 50 рад. Это объясняется не столько низкой чувствительностью используемых детекторов, сколько их неэквивалентным расположением. Последнее особенно существенно при измерениях на поверхности фантома за защитой 12 см оргстекла, когда определяющий вклад в керму нейтронов вносит рассеянное излучение. Поэтому при проведении сравнительных экспериментов необходимо большее внимание уделить методическим вопросам. В частности, нужно убедиться в эквивалентности выбранных полей, например, по измерениям детекторами, содержащими <sup>237</sup>Uр.

В табл.4 приведена количественная оценка погрешности измерения дозы  $\gamma$ -излучения в % от среднего показания всех дозиметров.

Таблица 4

Погрешность измерения дозы гамма-излучения	ГНЕИС	ЗАСАДА	ИАД	ГДТ-1	ТДТ-7
Максимальная погрешность измерения	-15 $\pm$ 5	-24 $\pm$ 3	-10 $\pm$ 5	-12 $\pm$ 32	-15 $\pm$ 35
Средняя погрешность метода измерения дозы $\gamma$ -излучения	5,9	8,2	3,7	13	12,6

Из таблицы следует, что наименьшая погрешность в методе ИАД. Дозиметры ИКС из комплектов ГНЕИС и ЗАСАДА дают несколько большую погрешность и разброс из-за менее точного отбора стеклянных пластин в комплектах. Смещение показаний дозиметров ИКС из всех этих комплектов в сторону отрицательных погрешностей объясняется смещением показаний дозиметров ГДТ-1 и ТДТ-7 в сторону положительных погрешностей, так как погрешности отсчитывались от среднего значения всех дозиметрических систем. Последние системы дают наибольшую погрешность и разброс, что может быть связано с недостаточно точным учетом влияния нейтронного излучения, и, в частности, тепловых нейтронов.

Используемые дозиметрические системы отличаются по срокам получения результатов. Наиболее быстро определяют показания у дозиметров ИКС-А и ТДТ-7 (10-15 с) и дозиметров НДТ-1 и ГДТ-1 (5 мин).

Длительность определения показаний трекового дозиметра ДИНА в комплекте ГНЕИС и дозиметра АИДА 20-30 мин. Результаты дозиметров ЗАСАДА и ИАД получены через 15-20 ч.

Результаты сравнения аварийных дозиметрических систем показывают, что в настоящее время имеются индивидуальные дозиметры для контроля доз  $\gamma$ -нейтронного излучения при авариях. Наилучшие результаты показал индивидуальный аварийный дозиметр  $\beta$ - и  $\gamma$ -нейтронного излучения ГНЕИС, что согласуется и с результатами международных сравнений [9]. Поэтому дозиметр ГНЕИС рекомендуют для освоения промышленностью и оснащения аварийноопасных мест. Для устранения возможного разброса в показаниях гамма-дозиметров при комплектации необходимо использовать термолюминесцентные пластины из одной партии. Целесообразно усовершенствование метода в направлении автоматического счета треков для снижения трудоемкости обработки трековых детекторов.

Интересны работы по усовершенствованию индивидуального  $\gamma$ -нейтронного дозиметра НДТ-1, который может быстро и точно измерить суммарную дозу смешанного  $\gamma$ -нейтронного излучения. При этом должны быть преодолены трудности технического порядка, обуславливающие разброс показаний дозиметров и связанную с этим необходимость использовать для получения надежных результатов несколько дозиметров. Если при экспериментальных облучениях это допустимо, то при индивидуальном контроле невозможно из-за больших размеров дозиметров. Нужно учесть также, что суммарная доза  $\gamma$ -нейтронного излучения пригодна только для первичной сортировки пострадавших, а для определения состава излучения необходим дополнительный гамма-дозиметр, например ГДТ-1 или ТДТ-7.

Аварийный дозиметр АИДА в настоящее время не интересен для аварийной дозиметрии из-за сильной зависимости его показаний от спектра нейтронов. В данном сравнении спектральная чувствительность практически учтена, поскольку известна форма спектра. Если же информации о спектре нейтронов нет, что возможно при аварии, то погрешность измерения дозы нейтронов возрастет.

Характеристики дозиметра АИДА улучшены в индивидуальном дозиметре ИАД, который дополнительно использует изомерный индиевый детектор и усовершенствованную методику определения показаний. При этом значительно снижается оперативность, получение результатов

задерживается на 15-20 ч для распада активности сопутствующих изотопов.

Из-за использования индия в зонном спектрометрическом дозиметре ЗАСАДА окончательное восстановление спектров нейтронов также может быть проведено только через 15-20 ч. Поэтому в дозиметрах ЗАСАДА и ИАД рассмотрим возможность замены изомерного индиевого детектора на изомерный родиевый детектор, что одновременно снизит погрешность измерений.

Спектрометр нейтронов ДИСНЕЙ может обработать детекторы, определить спектр примерно за три часа, одновременно допускает длительное хранение информации и обработку детекторов спустя значительное время после облучения. Он обладает большей чувствительностью и накапливает информацию при длительных облучениях в слабых полях нейтронов, что существенно при дозиметрических исследованиях на критических сборках малой мощности. С этой точки зрения ДИСНЕЙ наиболее приемлемый спектрометр для изучения радиационной обстановки в помещениях с критическими сборками и ядерными реакторами на случай аварии, когда необходима обработка большого объема спектрометрической и дозиметрической информации в одном эксперименте.

Проведенные сравнения аварийных дозиметрических систем подводят итог работам, выполненным по обеспечению индивидуального аварийного дозиметрического контроля, и намечают пути для усовершенствования дозиметров. Сравнения спектрометров и дозиметров необходимо повторять, когда появятся новые, более перспективные методы аварийной дозиметрии и будут разработаны новые типы приборов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Luxier J.A. Health Phys., 11, 1965, 89.
2. Бочвар И.А. [и др.] "Приборы и техника эксперимента", № 5, 1969, 208.
3. Коирим-Маркус И.Б. [и др.] "Атомная энергия", 34, 1973, II,
4. Кузьмин В.В. [и др.] "Атомная энергия", 22, 1967, 482.
5. Казанская В.А. [и др.] В сб. "Труды IУ научно-технической конференции по дозиметрии и радиометрии ионизирующих излучений", ч. Ш. М., Атомиздат, 1972, 27.
6. Козлов В.Ф., Шикин Г.В. Радиационная безопасность на ядерных критических сборках. М., Атомиздат, 1969.
7. Князев В.А. [и др.] Neutron Monitoring, 2. Vienna, IAEA, 1973, 321.
8. Кошаева К.К., Королева Т.В., Крайтор С.Н. "Атомная энергия", 35, 1973, 344.
9. Haywood P.P., Poston J.W. ORNL TM-3770, 1973.

ТРЕТЬЕ МЕЖДУНАРОДНОЕ СРАВНЕНИЕ АВАРИЙНЫХ  
ДОЗИМЕТРИЧЕСКИХ СИСТЕМ

И.Б.Кеирим-Маркус, В.А.Князев, С.Н.Крайтор  
Институт биофизики МЗ СССР, Москва

Представлены результаты сравнения аварийных дозиметрических систем на тяжеловодном реакторе в Винче (Югославия), проведенного по инициативе МАГАТЭ с участием специалистов 13 стран, в том числе Великобритании, СССР, США, Франции и др. От СССР в сравнении принимали участие Институт биофизики МЗ СССР, Физико-энергетический институт и Московский инженерно-физический институт, представившие для сравнения индивидуальный аварийный дозиметр  $\beta - \gamma$ -нейтронного излучения ГНЕЙС, индивидуальный аварийный дозиметр  $\gamma$ -нейтронного излучения АИДА, спектрометр нейтронов ДИСНЕЙ, зонный активационный спектрометрический дозиметр ЗАСАДА и спектрометрический набор активационных и трековых детекторов ТАСИД.

Дозиметрические системы во время экспериментов располагали в воздухе и на поверхности фантома на расстоянии 3 м от активной зоны. Облучение проводили в статическом режиме на мощности реактора 1 кВт (облучение 1) и 6 кВт (облучение 2) в течение ~ 30 мин.

Дан анализ результатов сравнительных измерений, обсуждены преимущества и недостатки используемых аварийных дозиметрических систем.

С е к ц и я IУ

ЯДЕРНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ НЕЙТРОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ И  
МЕТРОЛОГИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ ИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Председатель Б.Д.Кузьминов - Физико-энергетический институт, Обнинск



## О ДЕЯТЕЛЬНОСТИ ЦЕНТРА ПО ЯДЕРНЫМ ДАННЫМ

В.Н.Манохин

Физико-энергетический институт, Обнинск

В метрологии нейтронного излучения знание нейтронных сечений занимает важное место, поэтому на данной конференции уместно рассказать о некоторых научно-технических и организационных основах сбора и оценки нейтронных данных в СССР и конкретно о деятельности Центра по ядерным данным, услугами которого с каждым годом пользуется все более широкий круг потребителей. Необходимость хорошо организованной деятельности по ядерным данным возникла из потребностей науки и техники и, в первую очередь, атомной энергетики в ядерных данных. Деятельность по ядерным данным многообразна и требует координации усилий многих институтов и организаций. С этой целью в СССР создана Комиссия по ядерным данным, которой подчинены две координационные группы: группа по потребностям и группа по измерениям ядерных данных. В последнее время созданы координационная группа и Центр по ненейтронным ядерным данным. В состав Комиссии и координационных групп входят специалисты по ядерным данным из различных институтов СССР. При координационной группе по измерениям созданы тематические группы по отдельным видам ядерных данных, в том числе группа по стандартам и опорным величинам.

Практическая работа по определению потребностей в точности ядерных данных, по сбору данных, по созданию машинных библиотек экспериментальных и оцененных ядерных данных сосредоточена в Центре по ядерным данным (ФЭИ, Обнинск). Рассмотрим эти основные направления деятельности ЦЯД.

Определение потребностей в точности ядерных данных. Задача определения потребностей в точности ядерных данных возникла потому, что имеющиеся погрешности микроконстант требуют слишком дорогих запасов, а чрезмерное уточнение ядерных данных также требует чрезвычайно больших вложений в развитие экспериментальной техники. Требуемая точность микроконстант определяется исходя из заданной точности расчета тех или иных параметров реакторов, заводы. В настоящее время существует мировой список запросов на

нейтронные ядерные данные WRENDA, составленный на основе запросов, присланных из различных стран.

Определение потребностей в точности ядерных данных ЦЯД считает важнейшим направлением своей деятельности. В ЦЯД поставлен комплекс программ обобщенной теории возмущений, планирования эксперимента и подгонки констант. На основе этого комплекса вырабатываются потребности в точности ядерных данных с учетом и без него интегральных экспериментов.

Сбор ядерных данных. Деятельность по сбору ядерных данных полностью сосредоточена в ЦЯД. В настоящее время существуют четыре Центра по нейтронным данным, взаимодействующих между собой на основе соглашения о свободном обмене экспериментальными ядерными данными. Каждый из четырех Центров (в Брукхейвене, Сакле, Вене и Обнинске) собирает и записывает в обменном формате экспериментальные работы по нейтронной физике в пределах своей зоны. Обменный формат предусматривает запись не только числовых величин, но и дополнительной информации, дающей сведения об условиях эксперимента и методах обработки измеряемых величин, что очень важно для последующей оценки этих данных. Все работы записывают на магнитные ленты и отсылают в другие центры. В настоящее время библиотека экспериментальных данных на магнитных лентах в Центре по ядерным данным содержит около 900 работ с ~900 тысячами экспериментальных точек. Каждый год библиотека увеличивается на 200 тысяч точек. Важнейшая задача ЦЯД обеспечить полноту этой библиотеки. Машинная библиотека снабжена обширным комплексом программ, позволяющим осуществлять ввод этих данных, их проверку, поиск и извлечение, вывод на различные носители, на графопостроитель, представление в удобной для потребителя форме. ЦЯД посылает данные по запросам институтов на магнитных лентах, на перфоленте, в виде распечаток. ЦЯД вносит свой вклад в заполнение известного библиографического каталога СИИДА по нейтронным данным, содержащим в настоящее время около 100 тысяч строк библиографической информации.

Оценка ядерных данных. Цель оценки - выработка рекомендуемых значений сравнением данных различных авторов, выявлением возможных причин имеющихся расхождений, интерполяцией данных в области, где их нет. Конечным результатом деятельности по оценке является создание библиотеки оцененных ядерных данных для большого числа материалов, и, в первую очередь, применяемых в реакторостро-



ени. В СССР ряд групп интенсивно занимается оценкой ядерных данных, и на этой основе создается в ЦЯД отечественная машинная библиотека оцененных ядерных данных. В нее будут включены также некоторые зарубежные данные, имеющиеся в СССР. В Центре по ядерным данным на магнитных лентах имеются следующие зарубежные оцененные ядерные данные: немецкая библиотека КЕДАК; итальянские данные по продуктам деления; австралийская библиотека по продуктам деления (I92 изотопа); американские данные из библиотеки *ENDF/B-III* для 7 элементов, используемых в качестве стандартов; лента с английскими оцененными данными.

Важной проблемой в деятельности по оценке является автоматизация оценки. Центр по ядерным данным уделяет этой проблеме большое внимание. Работает графопостроитель, написано большое количество обслуживающих программ, разрабатываются, а также собираются и ставятся программы обработки данных, программы теоретического расчета сечений. Наличие необходимых экспериментальных данных, программ и оборудования позволит эффективно работать в ЦЯД оценщикам ФЭИ и других институтов. В деятельности по оценке ЦЯД стремится опереться на знания и опыт экспериментаторов, так как в ряде случаев только понимание тонкостей эксперимента позволяет сделать окончательные выводы о качестве тех или иных данных. Тесная связь между производителями и потребителями ядерных данных через Центр по ядерным данным является необходимым условием успешной деятельности в области ядерных данных.

О ЦЕНТРЕ ПО ДАННЫМ О СТРОЕНИИ АТОМНОГО  
ЯДРА И ЯДЕРНЫМ РЕАКЦИЯМ

Ф.Е. Чукреев

Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова, Москва

В 1972 г. ГКИАЭ СССР принял решение об организации Центра по данным о строении атомного ядра и ядерным реакциям Государственного комитета в ИАЭ им. И.В.Курчатова. Необходимость создания такого Центра продиктована постоянно расширяющимся внедрением ядерных методов в практику, использованием этих методов в ряде отраслей науки, которые далеки от ядерной физики. Если в области нейтронной физики уже давно существуют Центры по данным, располагающие солидным запасом оцененных данных, то в области ненейтронных данных (данных о распаде радиоактивных ядер, ядерных реакциях с заряженными частицами и фотонами, данных о взаимодействии заряженных частиц и фотонов с атомами вещества) оцененных (в строгом смысле этого слова) данных практически нет. Существует много разнообразных компиляций по ненейтронным данным, но тщательно оцененные данные известны лишь для распада трех изотопов [1].

Если для физика-ядерщика достаточно компиляции, пользуясь которой он всегда может разыскать источник сведений и самостоятельно проанализировать его качество, то для ученого, работающего в другой области знания, эта задача сложна.

Трудность оценки точности ненейтронных ядерных данных не является особенностью, характерной только для СССР. Аналогичные трудности встречаются в своей деятельности и ученые зарубежных стран, в частности, таких, как США, Англия, ФРГ и др. Это видно из материалов Парижского симпозиума, организованного МАГАТЭ на тему "Ядерные данные в науке и технологии". Именно поэтому по инициативе МАГАТЭ в 1974 г. проведено 2 совещания специалистов, на которых обсуждались вопросы, связанные с налаживанием международной кооперации в деле сбора, оценки и распространения ненейтронных ядерных данных.

После этого длинного введения надо, наконец, познакомить собравшихся более подробно с тем, что такое ЦАЯД ГКИАЭ и чем

Центр по нейтронным данным может быть полезен в нейтронной метрологии.

В настоящее время в ЦАЯД 15 сотрудников, из которых пятеро — физики. Среди физиков два теоретика и три экспериментатора.

Кроме физиков, в состав ЦАЯД входит технический персонал, обслуживающий вычислительную технику Центра и работу физиков. Центр имеет собственную вычислительную машину типа IOIOB с комплектом внешних устройств для ввода, вывода и накопления информации.

ЦАЯД ГКИАЭ работает в тесном сотрудничестве с Центром по ядерным данным в Обнинске и с Центром данных ДИЯФ АН СССР.

Подробный список задач, поставленных перед ЦАЯД, и тех отраслей, которые он призван обеспечивать, дан в [2].

Для нейтронной метрологии, по-видимому, наибольший интерес представляют планы ЦАЯД, касающиеся создания файла оцененных данных по распаду радиоактивных ядер, образующихся при измерении нейтронных потоков. В настоящее время ЦАЯД способен дать сведения о большом количестве таких ядер с указанием точности, с которой эти сведения известны.

Обеспечить требуемую точность мы не всегда способны из-за недостатка соответствующих экспериментальных данных. Для получения сведений от ЦАЯД нужно направить запрос по адресу: Москва, I23I82, ИАЭ им. И.В.Курчатова, ЦАЯД ГКИАЭ.

В запросе должно быть указано:

1. Сведения, которые необходимы.
2. Указание точности требуемых сведений.
3. Указание точности используемых сведений.
4. Источник Ваших сведений.
5. Указание времени, когда сведения потребуются.
6. Точный адрес и номер телефона лица, запрашивающего сведения, для возможного уточнения запроса.

При подготовке запроса необходимо очень тщательно относиться к пунктам 2, 4, 5. Завышение требуемой точности может привести к тому, что ответ на запрос надолго затянется. Пункт 5 важен потому, что ЦАЯД не всегда еще имеет возможность за 1-2 недели представить требуемые сведения. Чем раньше Вы подумаете о сведениях, которые Вам нужны, тем больше шансов на их получение.

Хотя мы не можем гарантировать, что Вы всегда получите ответ на запрос, тем не менее, не жалейте времени, потраченного на его подготовку. Если мы получим запрос, но не сможем его удовлетворить, то это будет нам сигналом, что сведений нет, их надо искать и, спустя какое-то время, мы сможем удовлетворить Ваши запросы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Grinberg B. et. al. Atomic Energy Review, 11, 1973, 515.
2. Чукреев Ф.Е. Nuclear Data in Science and Technology, 2, 1973, 319.

СПЕКТР НЕЙТРОНОВ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ  $^{252}\text{Cf}$   
 В ДИАПАЗОНЕ 0,01 - 10 МЭВ

В.И.Нефедов, Б.И.Старостов, А.Ф.Семенов

Научно-исследовательский институт атомных  
 реакторов им. В.И.Ленина, Димитровград

Спектр нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  широко применяют как опорный при измерениях спектров нейтронов деления других делющихся изотопов. Данные по спектру мгновенных нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$  недостаточно точны и требуют дальнейшего уточнения. Это объясняется тем, что используемые в измерениях детекторы нейтронов ограничены диапазоном измеряемых значений энергии нейтронов и требуют в каждом отдельном случае тщательного измерения хода эффективности в зависимости от энергии нейтронов. В области энергии нейтронов выше 0,5 МэВ применяют пластмассовые сцинтилляторы и органические монокристаллы. Для измерения спектра нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$  в области энергии меньше 1 МэВ используют сцинтилляционные стекла, содержащие  $^6\text{Li}$  и монокристаллы  $^6\text{LiJ}(\text{Eu})$ . Поэтому для получения спектра нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  в широком диапазоне энергии объединяют результаты измерений, выполненные на разных детекторах нейтронов, что приводит к дополнительным погрешностям.

Кроме того, при использовании достаточно больших монокристаллов учитывают мешающие эффекты многократного рассеяния, особенно большие в измерениях с литиевыми стеклами и кристаллами  $^6\text{LiJ}(\text{Eu})$ , что также увеличивает погрешность измерений.

Недостатком детекторов, содержащих  $^6\text{Li}$ , является резонансный ход эффективности в районе энергии нейтронов 0,25 МэВ. Это приводит к большим погрешностям при незначительных погреш-

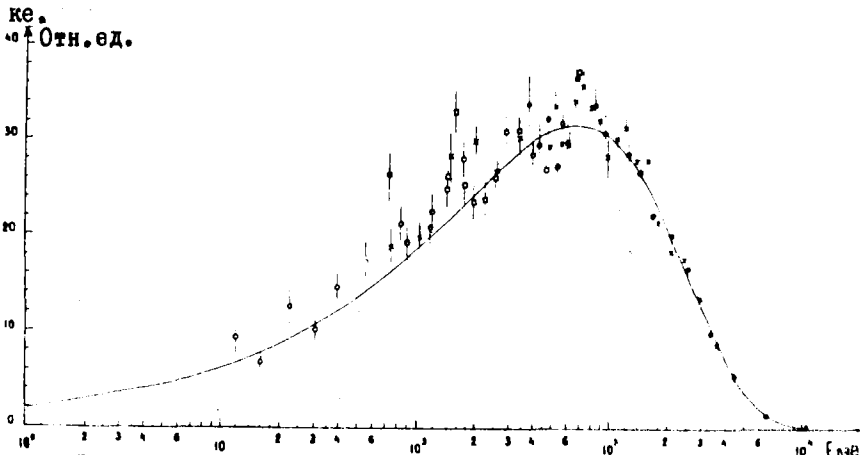
ностях измерения времени пролета нейтронов методом времени пролета.

В настоящей работе для получения более достоверных данных выполнены измерения спектра нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  методом времени пролета с применением детектора нейтронов газовых сцинтилляционных камер деления, содержащих  $^{235}\text{U}$ . Камеры делений свободны от перечисленных выше недостатков и позволяют выполнять измерения в широком диапазоне энергии нейтронов. Камеры делений представляли собой тонкостенные цилиндры из нержавеющей стали, на торце которых располагались слои металлического урана толщиной 0,1 мм и  $\phi$  30 и 100 мм. Камеры наполняли ксеноном до давления 1,5 атм. Вспышки света, возникавшие в камерах под воздействием осколков деления  $^{235}\text{U}$ , регистрировали фотоумножителем ФЭУ-36 через кварцевое стекло, на которое был нанесен слой кватерфенила. В измерениях на пролетных расстояниях 25 и 50 см использовали камеру со слоем урана диаметром 100 мм; на пролетных расстояниях 5 и 10 см - камеру со слоем урана 30 мм.

В качестве детектора осколков деления  $^{252}\text{Cf}$  (старт) использовали газовую сцинтилляционную камеру. Камера представляет собой цилиндр  $\phi = 50$  и  $h = 115$  мм из нержавеющей стали толщиной 1 мм. Камеру наполняли ксеноном до 4 атм и просматривали через кварцевое окно фотоумножителем ФЭУ-30. Для преобразования ультрафиолетовой вспышки в газе в видимый свет на кварц нанесен слой кватерфенила толщиной  $50 \text{ мкг/см}^2$ . На дне камеры располагали калифорниевую мишень, нанесенную на подложку из нержавеющей стали толщиной 0,3 мм;  $\phi$  слоя  $^{252}\text{Cf}$  15 мм. Для предотвращения распыления  $^{252}\text{Cf}$  осколками деления слой был закрыт золотой фольгой толщиной  $100 \text{ мкг/см}^2$ . Интенсивность мишени равнялась  $1,2 \cdot 10^5$  делений/с.

Для уменьшения фона рассеянных нейтронов измерения выполняли в центре зала на высоте 2 м от пола. Фон рассеянных нейтронов измеряли на пролетном расстоянии 50 см с затеняющим латунным конусом длиной 30 см, установленным между детекторами нейтронов и осколков деления  $^{252}\text{Cf}$ , и учитывали при обработке результатов. На всех пролетных расстояниях (5; 10; 25 и 50 см) вы-

полнили по 8-10 серий измерений продолжительностью 24ч. После отбора наиболее достоверных серий получили суммарные временные спектры нейтронов. Затем, используя данные по сечениям деления  $^{235}\text{U}$  из работы [1], получили спектр нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  в диапазоне 0,010-10 МэВ, представленный на рисунке.



Энергетический спектр мгновенных нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ , измеренный при различных пролетных расстояниях  $L_{пр}$ :  $\phi$  -5,  $\phi$  -10,  $\phi$  -25 и  $\phi$  -50 см

Как и в работах [2-4], в области энергии меньше 1 МэВ наблюдается превышение спектра нейтронов над максвелловским распределением. Полученный спектр нейтронов спонтанного деления в области энергии нейтронов 0,7-10 МэВ описывается максвелловским распределением

$$N(E) \sim \sqrt{E} e^{-\frac{E}{T}}$$

с параметром  $T = 1,43 \pm 0,03$  МэВ.

Соответствующее значение средней энергии спектра нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  равно

$$\bar{E} = \frac{3}{2} T = 2,145 \pm 0,045 \text{ МэВ.}$$

Благодаря отсутствию чувствительности камер деления к гамма-излучению эти детекторы нейтронов наиболее перспективны для измерения спектров нейтронов деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  тепловы-

ми нейтронами на пучках реакторов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Сб. "Физика быстрых нейтронов". Под ред. Др. Мариона и Дж. Фаулера, т. 2. М., Атомиздат, 1966, 712.
2. Meadows I.W. Phys. Rev., 157, 1967, 1076.
3. Замятнин Ю.С. и др. Доклад на II конференции по ядерным данным. Хельсинки, 1970.
4. Jeki L. et. al. Report КРК1-71-63 (1971).



## АППРОКСИМАЦИЯ СЕЧЕНИЙ ПОРОГОВЫХ РЕАКЦИЙ ОРТОНОРМАЛЬНЫМИ ПОЛИНОМАМИ

Х.И.Бондарс, А.А.Лапенас  
Институт физики АН Латв.ССР, Рига

Разработали программу аппроксимации сечений пороговых реакций ортонормальными полиномами на фортране для ЭВМ "Минск-32". Предполагали, что экспериментальные значения сечений являются случайными значениями, разбросанными вокруг более или менее гладкой "истинной" кривой. Кривую восстанавливали методом наименьших квадратов.

Восстанавливаемые кривые рассчитывали для каждого детектора дважды:

а) с весовой функцией  $w_K \sim \left(\frac{1}{\Delta b_K}\right)^2$  при энергии около пороговой энергии реакции;

б) с весовой функцией  $w_K \sim \left(\frac{b_K}{\Delta b_K}\right)^2$  для остального интервала энергии;

здесь  $b_K$  — измеренное значение сечения в  $K$ -точке;  $\Delta b_K$  — погрешность измерения, данная автором, выполнявшим измерение.

Число членов в ряде ортонормальных полиномов выбирали, используя следующие критерии:

а) оценка эффективности числа параметров по критерию Фишера;

б) оценка по относительному минимуму суммы квадратов разностей между экспериментальными и расчетными значениями сечения, разделенной на число степеней свободы;

в) по визуальной оценке восстановленной кривой относительно экспериментальных данных.

Оценили сечения 22 пороговых детекторов по экспериментальным данным различных авторов в пределах энергии нейтронов от пороговой до 20 МэВ:

$^{237}\text{Np}(n, f)$ ,  $^{103}\text{Rh}(n, n')$ ,  $^{103m}\text{Rh}$ ,  $^{115}\text{In}(n, n')$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{238}\text{U}(n, f)$ ,  $^{232}\text{Th}(n, f)$ ,  $^{64}\text{Zn}(n, p)$ ,  $^{64}\text{Cu}$ ,  $^{32}\text{S}(n, p)$ ,  $^{32}\text{P}$ ,  $^{58}\text{Ni}(n, p)$ ,  $^{58}\text{Co}$ ,  $^{54}\text{Fe}(n, p)$ ,  $^{54}\text{Mn}$ ,  $^{27}\text{Al}(n, p)$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{90}\text{Zr}(n, p)$ ,  $^{90}\text{Y}$ ,  $^{56}\text{Fe}(n, p)$ ,  $^{56}\text{Mn}$ ,  $^{59}\text{Co}(n, p)$ ,  $^{56}\text{Ni}$ ,  $^{24}\text{Mg}(n, p)$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{232}\text{Th}(n, 2n)$ ,  $^{231}\text{Th}$ ,  $^{65}\text{Cu}(n, 2n)$ ,  $^{64}\text{Cu}$ ,  $^{55}\text{Mn}(n, 2n)$ ,  $^{54}\text{Mn}$ ,  $^{19}\text{F}(n, 2n)$ ,  $^{18}\text{F}$ ,  $^{63}\text{Cu}(n, 2n)$ ,  $^{62}\text{Cu}$ ,  $^{58}\text{Ni}(n, 2n)$ ,  $^{57}\text{Ni}$ ,  $^{64}\text{Zn}(n, 2n)$ ,  $^{63}\text{Zn}$ .

Результаты оценки печатали на АЦПУ с шагом 0,1 МэВ в интервале энергии нейтронов 0,1–20 МэВ.

## О МЕТРОЛОГИЧЕСКОМ ОБОСНОВАНИИ ИССЛЕДОВАНИЙ СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ НА ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ

К.А.Егоров, Ю.В.Панкратьев, В.Д.Толстых

Государственный комитет по использованию атомной  
энергии СССР, Москва

Погрешности ядерно-физических величин во многих областях ядерной науки и техники определяют достоверность конечных результатов измерений и расчета. В настоящее время методические погрешности результатов расчета реакторных установок на ЭВМ стали меньше, чем погрешности, обусловленные достоверностью нейтронных констант [1,2]. Существующие погрешности этих констант складываются, во-первых, из погрешностей фундаментальных данных о сечениях нейтронов, а во-вторых, из погрешностей методов переработки сечений в расчетные константы.

Экспериментальный метод пропускания нейтронов через толстые образцы веществ позволяет оценить достоверность имеющихся сечений взаимодействия нейтронов [3-5], а также непосредственно определить некоторые расчетные константы, минуя нетривиальные методы переработки сечений в эти константы [6-10].

В работе изучали процесс полного взаимодействия нейтронов с веществами. В качестве источника нейтронов применяли ядерный реактор, а в качестве измерительных приборов - спектрометры нейтронов.

Схема экспериментальной установки приведена в работе [11]. Пучок нейтронов коллимировали горизонтальным каналом реактора  $\phi$  100 мм и длиной 2 м, диафрагмами и коллиматором детекторов нейтронов. Отверстия в диафрагмах и коллиматоре располагали точно по конической поверхности, соединяющей светящееся пятно источника  $\phi$  100 мм и детектор  $\phi$  30 мм. Общая пролетная база составляла 5,75 м. Выполнение условий узкого пучка проверили расчетом и экспериментально.

Для измерения энергетических распределений нейтронов за толстыми образцами веществ в диапазоне энергии 0,15-12 МэВ использовали спектрометр с кристаллом стильбена  $\phi$  30x20 и 30x30 мм с время-амплитудной дискриминацией [4]. Спектрометр имел высокую

эффективность и достаточно хорошее разрешение ( $\frac{\Delta E}{E} = \frac{0,18}{\sqrt{E}}$ ,  $[E] = \text{МэВ}$ ). Для получения информации о спектрах нерассеянных нейтронов в диапазоне энергии 50 кэВ–2,5 МэВ применяли гелиевый спектрометр [12] с разрешением по пику тепловых нейтронов 6–7%. В области энергии 5 кэВ – 0,5 МэВ применяли спектрометр с одним пропорциональным счетчиком, наполненным водородом и работающим при различных режимах газового усиления [13]. Разрешение спектрометра при энергии 0,764 кэВ составляло 5–6%.

Искомыми величинами в исследованиях были полные сечения взаимодействия и некоторые функции полного сечения, которые необходимы для определения констант в многогрупповом и подгрупповом методах расчета ядерных установок. Достоверность полных сечений оценивали по результатам сравнения измеренных и рассчитанных спектров нерассеянных нейтронов за толстыми образцами веществ.

Для сравнения с экспериментом рассчитывали спектры нерассеянных нейтронов с учетом разрешающей способности спектрометров и использованием данных о сечениях нейтронов по соотношению

$$\Phi_G(E, t) = \int_{E_i}^{E_f} \Phi_m(E', 0) e^{-\Sigma_{tot}(E')t} G[E, E', \sigma(E')] dE', \quad (1)$$

где  $\Phi_m(E', 0)$  – измеренный спектр узкого пучка нейтронов;  $\Sigma_{tot}(E')$  – полное сечение взаимодействия нейтронов с веществом образца;  $t$  – толщина образца;  $G[E, E', \sigma(E')]$  – функция разрешающей способности спектрометра;  $E_i, E_f$  – граничные значения энергии нейтронов, определяющие область исследования.

Измеренные полные сечения нейтронов находили по соотношению

$$\sigma(E, t) = \frac{1}{\rho t} \ln 1/T(E, t), \quad (2)$$

где  $\rho$  – ядерная плотность образца;  $t$  – толщина образца;  $T(E, t)$  – функция пропускания, представляющая собой частное от деления спектра нейтронов, прошедших рассеивающий образец, на спектр узкого пучка нейтронов.

Знание экспериментальных значений полной функции пропускания нейтронов  $T(E, t)$  позволило найти величины

$f(1/\Sigma_{tot}^n(E))$ ,  $\langle \Sigma_{tot} \rangle$ ,  $\bar{\Sigma}_{tot}$ ,  $f(0)$ ,  $A_j$  и  $\Sigma_{tot}^j$ , которые использовали для вычисления "блокированных" групповых и подгрупповых констант [8-10]. Для этого функцию пропускания аппроксимировали суммой экспонент:

$$T(E, t) = \sum_{j=1}^m A_j e^{-\Sigma_{tot}^j t}, \quad (3)$$

а искомые константы определяли по соотношениям

$$\langle 1/\Sigma_{tot}^n \rangle = \sum_{j=1}^m A_j \left[ \frac{1}{\Sigma_{tot}^j} \right]^n; \quad (4)$$

$$\langle \Sigma_{tot} \rangle = \sum_{j=1}^m A_j \Sigma_{tot}^j; \quad (5)$$

$$\bar{\Sigma}_{tot} = \sum_{j=1}^m A_j \frac{1}{\Sigma_{tot}^j} / \sum_{j=1}^m A_j \left[ \frac{1}{\Sigma_{tot}^j} \right]; \quad (6)$$

$$f_{tot}(0) = \bar{\Sigma}_{tot} / \langle \Sigma_{tot} \rangle. \quad (7)$$

Теперь рассмотрим вопрос о погрешностях результатов исследований.

Систематические погрешности измеренных спектров нейтронов  $\Phi_m(E, t)$  складываются в основном из погрешностей измерительных средств и методических погрешностей.

Погрешности измерительных средств - это, прежде всего, погрешности, связанные с градуировкой энергетических шкал спектрометров и нестабильностью электронной аппаратуры.

Для спектрометра с кристаллом стибьбена погрешности, связанные с градуировкой энергетической шкалы, зависят от достоверности знаний "световых выходов" спектрометра и от погрешностей градуировки шкалы анализатора амплитуд. Были проведены исследования по выяснению влияния функции световых выходов на спектры нерассеянных нейтронов за толстыми образцами веществ в условиях "хорошей" геометрии.

Расчеты по преобразованию амплитудных распределений в энергетические с использованием различных эмпирических зависимостей [14-20] показали, что погрешности могут охватывать энергетический интервал длиной 1-1,3 МэВ и более. Поэтому параметры функции световых выходов находили по методу наименьших квадратов последовательным приближением измеренного спектра к рассчитанному для образцов из веществ, полные сечения взаимодействия нейтронов с которыми имеют резко выраженную резонансную структуру, известную с малой погрешностью по энергии. Погрешность определения зависимости световых выходов сцинтиллятора этим методом не более, чем на источниках моноэнергетических нейтронов и составляла 1-2%. Шкалу анализатора амплитуд градуировали  $\gamma$ -источниками  $^{198}\text{Au}$  и  $^{24}\text{Na}$ . Номер канала анализатора, соответствующий максимальной энергии комптоновских электронов, определяли дифференцированием амплитудных распределений электронов отдачи в области комптоновской границы. Погрешности, связанные с такой градуировкой шкалы анализатора, обычно не превышали 2-3%.

Для гелиевого спектрометра погрешности в градуировке энергетических шкал в основном определялись неопределенностями положения вершины "теплого" пика в силу его статистического характера. Энергетическую шкалу водородного спектрометра градуировали реакцией  $^3\text{He}(n, p)\text{T}$ ; для этого в объем счетчика был введен  $^3\text{He}$ . Положение пика тепловых нейтронов в работе определяли с погрешностью 1%.

Методические погрешности для спектрометра с кристаллом стильбена и водородного спектрометра включают в себя погрешности, возникающие при дифференцировании амплитудных распределений из-за неучета реальных форм линий спектрометров, и погрешности определения эффективностей спектрометров. Систематические погрешности из-за неучета реальной формы линии существенно зависят от вида спектра, наибольшей величины они достигают в случае быстро меняющихся спектров. Как показали исследования [21], погрешности из-за неучета реальной формы линии составляют 10%. Энергетическая зависимость эффективности  $\epsilon(E)$  для сцинтилляционного спектрометра, рассчитанная в приближении однократного рассеяния нейтронов, от действительной энергетической зависимости эффективности

кристалла для энергии меньше 12 МэВ не превышала 1-2% [22]. Для  $^3\text{H}$ -спектрометра эту зависимость рассчитывали по соотношению

$$\varepsilon(E) = \beta_p \sigma(E), \quad (8)$$

где  $\beta_p$  - количество водорода, содержащегося в чувствительном объеме детектора;  $\sigma(E)$  - энергетическая зависимость сечения  $n, p$ -рассеяния нейтронов на водороде. Это соотношение позволяет определить  $\varepsilon(E)$  с погрешностью 2%. Для гелиевого спектрометра погрешности спектров нейтронов, полученных в результате матричной обработки, оценивали методом, изложенным в работе [23]. Для нескольких экстремальных случаев среднюю квадратическую погрешность результата определяли по соотношению

$$\sigma_{\Phi} = \sqrt{\sum_{ij} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial f_{ij}} \Delta f_{ij} \right)^2 + \left( \frac{\partial \Phi}{\partial R_i} \Delta R_i \right)^2}, \quad (9)$$

где  $f_{ij}$  - элементы матрицы.

Для водородсодержащих материалов, аппаратурные спектры которых характеризуются особенно малой статистикой, погрешность результата в среднем не превышала 20%. Для неводородсодержащих материалов значение погрешности было меньше 12%.

Наконец, предварительное сглаживание амплитудных распределений по методу наименьших квадратов, а затем использование метода сглаживающего дифференцирования позволили свести к минимуму влияние статистических осцилляций в амплитудных распределениях. Погрешности, вносимые в спектр статистическими осцилляциями, находили при дифференцировании по соотношению

$$\sigma = \sqrt{\sum_{n=1}^{n=i+2} a_n^2 (\Delta F_n)^2 / 10^2 \Delta L^2}, \quad (10)$$

где  $\Delta F_i = \sqrt{F(L_i)^2}$

$$F(L_i) = \frac{dL_i}{dE} \frac{dN}{dL}$$

и имели, как правило, небольшое значение, не превышающее нескольких процентов.

Погрешности нормировки экспериментальных результатов не превышали 3%. Напомним, что в измерениях использовали монитор плотности потока нейтронов.

Таким образом, суммарные погрешности определения спектров нерассеянных нейтронов с помощью спектрометра с кристаллом стильбена, гелиевого и водородного спектрометра составляли 15-30%. Такие погрешности можно считать вполне удовлетворительными.

Систематические погрешности рассчитанных спектров нерассеянных нейтронов  $\Phi_c(E, t)$  складываются из погрешностей, вызванных недостоверным знанием толщины, плотности, состава рассеивающих образцов и функций разрешающей способности спектрометров, а также из погрешностей используемого метода численного интегрирования. Наиболее существенные из них - погрешности, вызванные недостоверным знанием плотности и состава рассеивающих образцов. Например, занижение значения плотности образца на 5% вызывает при расчете спектров нерассеянных нейтронов погрешность, достигающую 90%. Далее, если при расчете не учитывать примеси, присутствующие в образце в количестве 1%, то различие в значениях потока нейтронов может составлять 10%. В работе неисключенные остатки систематических погрешностей при расчете спектров были достаточно малы и составляли 3-5%.

Зная погрешности измеренных спектров нейтронов можно найти погрешности полных сечений и функций полного сечения (соотношения (2), (4)-(7)). В символическом виде эти соотношения можно записать в виде

$$f(\Sigma_{tot}) = F(A_j, \Sigma_{tot}^j, t, \rho), \quad (11)$$

где  $A_j$  и  $\Sigma_{tot}^j$  - параметры разложения функции пропускания на сумму экспонент;  $t$  - толщина образца;  $\rho$  - ядерная плотность. Экспоненциальная взаимосвязь функции пропускания и параметров разложения, методика аппроксимации по методу наименьших квадратов обеспечили 2-5% погрешность величин  $A_j$  и  $\Sigma_{tot}^j$ . Погрешности определения  $t$  и  $\rho$  составляли 1%. Таким образом, суммарные погрешности искомых величин (полных сечений и функций полного сечения) достигали 2-5%. На рис. 1 и 2 приведены в качестве примеров результатов исследований - спектры нерассеянных нейтро-





нов и полные сечения нейтронов для образцов из никеля.

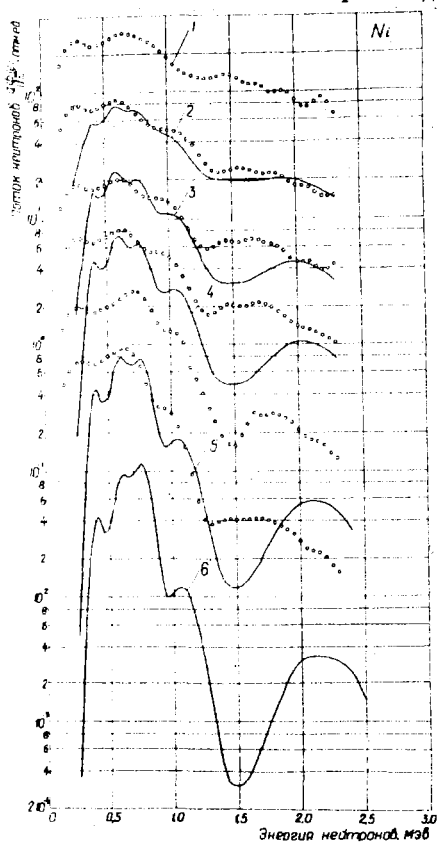


Рис. 1. о — экспериментальные данные; — — расчет с использованием данных [24]; 1 —  $t = 0$  см; 2 —  $t = 5,0$  см; 3 —  $t = 10,0$  см; 4 —  $t = 15,0$  см; 5 —  $t = 25,0$  см; 6 —  $t = 35,0$  см

В заключение отметим, что как бы тщательно ни измерялись физические величины, в результатах измерений всегда содержатся систематические погрешности, не поддающиеся исключению или учету. Оценить влияние этих погрешностей можно по результатам взаимных сличений применяемых методов и средств измерений. Основной вклад в погрешность полных сечений и функций полного сечения вносят погрешности определения спектров нерассеянных нейтронов. Поэтому первоочередной метрологической задачей является сличение средств измерений и методов обработки спектрометрической информации. Решение этой задачи позволит надежно определить достоверность результатов исследований с использованием метода пропуска нейтронов через толстые образцы веществ.

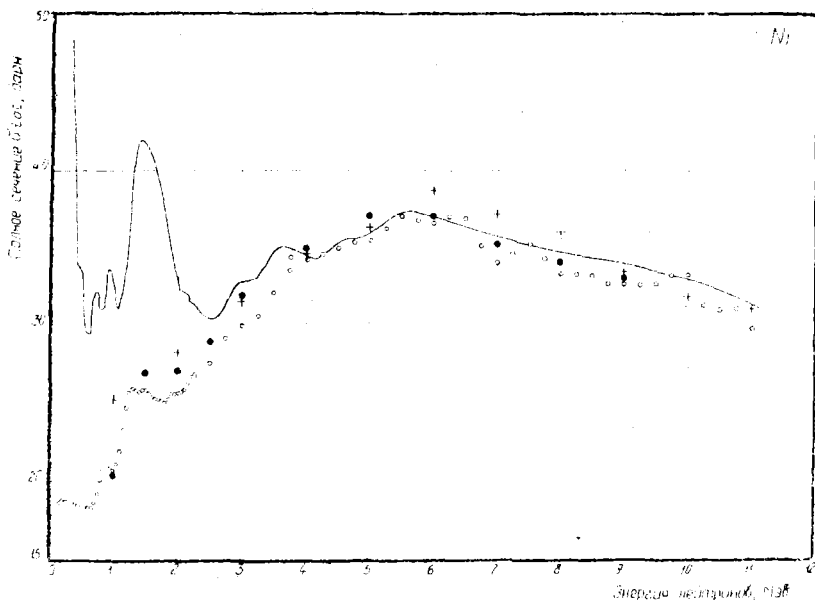


Рис. 2. — — сечения [24], подправленные на разрешение спектрометра; о — сечения, полученные в данной работе для образца  $z = 39,0$  см; ● — сечения для образца  $z = 24,0$  см (в одной из работ Кухтевича В.П. и др.); + — сечения [4] для образца  $z = 15,24$  см.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Николаев М.Н. Материалы симпозиума СЭВ "Состояние и перспективы работ по созданию АЭС с реакторами на быстрых нейтронах", т. 2. Обнинск, 1967, 5.
2. Schmidt I.I. Second International Conference on Nuclear Data for Reactors. Conference Proceeding, v. 1. Helsinki, 15-19 June 1970, 3.
3. Clifford C.E. et al. Nucl. Sci. Engng., 27, 1967, 299.
4. Straker E.A. Experimental Evaluation of Minima in the Total Neutron Cross Sections of Several Shielding Materials. Nucl. Sci. Engng., 34, 1968, 114.
5. Meyer W. et al. Trans. ANS, 15, 1972, 526.

6. Николаев М.Н. [и др.]. "Атомная энергия", 15, 1963, 493.
7. Абагян Л.П. [и др.]. Доклад № 357, Женева, 1964.
8. Абагян А.П. [и др.]. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
9. Николаев М.Н. [и др.]. "Атомная энергия", 29, 1970, II.
10. Николаев М.Н. [и др.]. "Атомная энергия", 30, 1971, 426.
11. Аваев В.Н. [и др.]. В сб. "Экспериментальные исследования полей гамма-излучения и нейтронов". М., Атомиздат, 1974, I7I.
12. Байкалов С.Н. [и др.]. В сб. "Вопросы физики защиты реакторов", вып. 5. М., Атомиздат, 1972.
13. Бадяев В.В. [и др.]. Применение водородного спектрометра для измерения спектров нейтронов в материалах защиты реакторов. В сб. "Вопросы физики защиты реакторов", вып. 6. М., Атомиздат, 1974.
14. Heistek L.I. et.al. Nucl. Instrum. Meth., 80, 1970, 217.
15. Svaun R.L. et. al. Nucl. Instrum. Meth., 80, 1970, 239.
16. Geller K.N. IEEE Trans. Nucl. Sci., 15, 1968, 127.
17. Томс М.Е. Nucl. Instrum. Meth., 92, 1971, 61.
18. Wasson M.M. AERE R-4269, 1963.
19. Кухтевич В.П. [и др.]. Однокристалльный сцинтилляционный спектрометр (с органическим фосфором). М., Атомиздат, 1971.
20. Веселкин А.П. [и др.] Спектры быстрых нейтронов за материалами и композициями защиты ядерных реакторов (атлас). М., Атомиздат, 1970.
21. Золотухин В.Г. [и др.]. "Атомная энергия", 19, 1965, 56.
22. Rogevs I.W. Trans. ANS, 12, 1969, 936.
23. Фадеев А.К., Фадеева В.Н. Вычислительные методы линейной алгебры. М., Физматгиз, 1963.
24. Neutron Cross Section. BNL-325, Second Edition, Supplement 2 (Physics-TID-4500), v. 1, 2 (A, B, C), 1964 - 1966.

О МЕТРОЛОГИЧЕСКОМ ПОДХОДЕ К ОЦЕНКЕ НЕЙТРОННЫХ СЧЕТАНИЙ  
ДЛЯ НЕКОТОРЫХ ВЛИЯЮЩИХ ЭФФЕКТОВ В ВОЗДУХЕ

Ю.А.Медведев, Б.А.Статива, Б.М.Степанов, Г.Я.Труханов  
Всесоюзный научно-исследовательский институт оптико-  
физических измерений, Москва

Одна из главных проблем метрологии нейтронного излучения — проблема обеспечения согласуемости на уровне требуемой достоверности результатов измерений одной и той же физической величины, выполненных в различных экспериментах (например [1]). Единственной причиной рассогласуемости результатов являются систематические ошибки, возникающие из-за погрешностей в используемых в данном эксперименте исходных величин и зависимостей и из-за ошибок, к которым приводит неправильный учет влияющих эффектов. К исходным величинам для большинства измерений относят ядерно-физические константы (нейтронные сечения, сечения реакций с образованием нейтронов, отношение сечений конкурирующих реакций, тормозную способность), число ядер в образце, скорость реакций. Под влияющими эффектами понимают определенные допущения относительно полей нейтронов, внешних условий измерений, способах аппроксимаций и прочее. Заметим, что знание влияющих величин и зависимостей, количественно определяющих влияющие эффекты, в свою очередь, опирается на ядерно-физические константы, характеризующие, в частности, элементы, входящие в состав детекторов, мишеней и сред, в которых проводится эксперимент. Уровень погрешностей в ядерно-физических константах и, прежде всего, в нейтронных сечениях, как мы видим, существенным образом определяет уровень погрешности в нейтронных измерениях. Это говорит о необходимости постоянного пересмотра и систематизации наших сведений о нейтронных сечениях элементов, входящих в состав детекторов, мишеней и сред, и формулировании требований к погрешности в ядерных данных для этих элементов в зависимости от требуемой погрешности измеряемых и влияющих величин (в зависимости от требований метрологии нейтронного излучения).

В настоящей статье для такой среды как воздух рассмотрены погрешности в нейтронных ядерных данных в области энергии I-I4 МэВ в зависимости от требований к погрешности интенсивности

и энергии источников вторичного  $\gamma$ -излучения, определяющих поток вторичного  $\gamma$ -излучения, на основе систематизированных и критически оцененных ядерных данных [2,3].

Выбор воздуха в качестве объекта рассмотрения обусловлен тем, что при измерениях характеристик полей нейтронов на реакторах и ускорителях, при аттестации стандартных образцов, при сличении измерительных средств воздух часто присутствует в качестве составного элемента измерительной системы. Образующееся при этом вторичное  $\gamma$ -излучение определяет многие влияющие эффекты (в том числе фон) в нейтронных измерениях, проводимых в воздухе. Поля  $\gamma$ -квантов определяются распределением интенсивности и энергии источников вторичного  $\gamma$ -излучения. Поэтому необходимо, прежде всего, рассмотреть требования к погрешности в нейтронных данных в зависимости от требований к точности в интенсивности и энергии источников вторичного  $\gamma$ -излучения.

Образование вторичного  $\gamma$ -излучения в воздухе под действием нейтронов в рассматриваемой энергетической области происходит в реакциях неупругого рассеяния нейтронов, реакциях рождения  $\alpha$ -частиц, имеющих пороговый характер, и реакциях радиационного захвата нейтронов. Данные по сечениям этих реакций сопоставлены в работе [2]. Реакции упругого рассеяния нейтронов и захвата их, непосредственно не приводящие к образованию вторичного  $\gamma$ -излучения, сказываются на интенсивности и спектре источников этого излучения косвенно через энергетическое распределение нейтронов. Данные по сечениям таких реакций обсуждены в работе [3].

Для определения энергетического распределения источников вторичного  $\gamma$ -излучения в воздухе, помимо данных по сечениям упомянутых выше реакций, необходимо знать энергию вторичных  $\gamma$ -квантов, испускаемых в отдельных реакциях.

Существующие в настоящее время экспериментальные данные, характеризующие процессы образования вторичного  $\gamma$ -излучения в воздухе, не полны, отрывочны и иногда противоречивы. Их погрешность в среднем составляет 30%, достигая иногда 50% [2,3]. Расчеты для случая безграничной воздушной среды и точечного моноэнергетического источника нейтронов с энергией в диапазоне 0,1-14 МэВ, охватывающем спектр нейтронов естественного и искусственного происхождения, проведенные методом Монте-Карло, пока-

зали [2,4,5], что интенсивность и энергия источников вторичного  $\gamma$ -излучения в воздухе чувствительны к изменениям в сечениях нейтронных реакций. Это говорит о сильной зависимости влияющих эффектов, сопровождающих нейтронные измерения в воздухе, от неточностей в ядерных данных.

Приведем в качестве иллюстрации некоторые результаты расчетов.

Интенсивность и энергия источников вторичного  $\gamma$ -излучения достаточно велики. Минимальная суммарная интенсивность  $\gamma$ -излучения порядка 0,8 квант/нейтр. достигается при энергии нейтронов источника  $\sim 4,5$  МэВ, а минимальная полная энергия  $\sim 3,2$  МэВ/нейтр. при энергии  $\sim 5$  МэВ. Эти величины в 15 и 40 раз меньше суммарной интенсивности и полной энергии при энергии нейтронов источника, равной 13 МэВ.

Максимальные относительные вариации в интенсивности и энергии источников вторичного  $\gamma$ -излучения, вызванные существующими в настоящее время экспериментальными погрешностями в сечениях отдельных реакций для кислорода,  $\sim 70\%$  при стандартном отклонении в  $40\%$  [2]. Это означает, что экспериментальная погрешность сечений, ответственных за вторичное  $\gamma$ -излучение, должна быть уменьшена вдвое (т.е. доведена до  $10-20\%$ ), чтобы обеспечить необходимую погрешность учета интегральных параметров вторичного  $\gamma$ -излучения для оценки влияющих эффектов порядка  $80\%$ .

Более точный учет влияющих эффектов, обусловленных вторичным  $\gamma$ -излучением в воздухе, требует определения вклада отдельных реакций в интенсивность и энергию излучения на основе коэффициентов чувствительности [6]. Приведенные на рисунке зависимости коэффициентов чувствительности полной интенсивности к сечениям нейтронных реакций, ответственных за вторичное  $\gamma$ -излучение, как функция энергии нейтронов источника [2], дают представление об относительных вкладах отдельных реакций. Зависимости коэффициентов от энергии нейтронов источника для многих реакций существенно различны. Из рисунка видно, что коэффициенты чувствительности достигают для сечений нескольких основных реакций больших значений, превышающих 0,25. Можно показать [2], что если ограничиться погрешностью в интегральных параметрах, не превышающей  $10\%$ , то в области энергии нейтронов, большей 4 МэВ, можно ограничиться только реакциями на азоте: тремя реакциями неупругого рассеяния

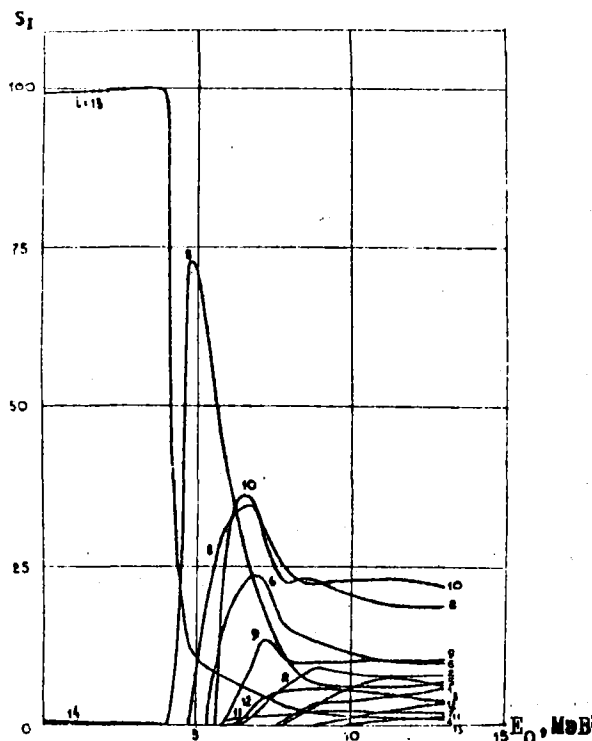


Рис. Зависимости коэффициентов чувствительности  $S_I$  полной интенсивности вторичного  $\gamma$ -излучения  $I_\gamma$  к изменению сечений нейтронных реакций типа  $I$  от энергии нейтронов источника  $E_0$

$^{14}\text{N}(n, n')^{14}\text{N}$ , сопровождающимися испусканием  $\gamma$ -квантов с энергией 1,6, 2,3 и 5,1 МэВ и двумя реакциями  $^{14}\text{W}(n, \alpha)^{11}\text{B}$ , сопровождающимися испусканием  $\gamma$ -квантов с энергией 2,1 и 4,5 МэВ.

Приведенные результаты можно использовать для оценки внешних условий проведения эксперимента в воздушной среде. Для точного описания внешних условий (и соответствующих влияющих эффектов) в каждом конкретном случае необходимо учитывать геометрию измеритель-

ной системы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев Г.Д. Основы метрологии нейтронного излучения. М., Атомиздат, 1972.
2. Кувшинников В.М. [и др.] Потребности в ядерных данных для расчетов распределения спектра вторичного гамма-излучения, инициируемого нейтронами в воздухе. Доклад на II конференции по нейтронной физике. Киев, 1973.
3. Волларев А.А. [и др.] Ядерные константы в расчетах ионизации воздуха под действием нестационарного потока нейтронов. Доклад на II конференции по нейтронной физике. Киев, 1973.
4. Straker E.A. Nucl. Sci. and Engng., 41, 1970, 147.
5. Straker E.A. Nucl. Sci. and Engng., 46, 1971, 344.
6. Уварчев Л.Н. "Атомная энергия", 15, 1963, 472.





**С е к ц и я У**

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОГРЕШНОСТЕЙ И ПЛАНИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ**

Председатель Э.М.Центер - Государственный комитет по  
использованию атомной энергии СССР, Москва



СТАТИСТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ  
НАБЛЮДЕНИЙ ПРИ КОСВЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ

Ж.Ф.Кудряшова, С.Г.Рабинович

Всесоюзный научно-исследовательский институт  
метрологии им.Д.И.Менделеева, Ленинград

При косвенных измерениях искомое значение величины находят на основании известной зависимости между этой величиной  $Y$  и измеряемыми аргументами  $X_1, \dots, X_m$ :

$$Y = f(x_1, \dots, x_m).$$

По виду этой зависимости косвенные измерения можно разделить на два вида:

1. Косвенные измерения при линейной зависимости между измеряемой величиной и измеряемыми аргументами.
2. Косвенные измерения при нелинейной зависимости между измеряемой величиной и измеряемыми аргументами.

Для первого вида косвенных измерений математический аппарат статистической обработки результатов наблюдений разработан детально. Это позволяет вычислить оценку измеряемой величины и параметры ее случайной погрешности.

Построение доверительного интервала для измеряемой величины возможно лишь при нормальном распределении погрешностей измерений аргументов и выполнении одного из следующих условий [1]:

1. Аргументы измерены с одинаковой случайной погрешностью, т.е. дисперсии результатов измерений постоянны  $\sigma_1^2 = \sigma_2^2 = \dots = \sigma_m^2$ .
2. Аргументы измерены так, что  $\sigma_1^2 \sigma_1^2 = \sigma_2^2 \sigma_2^2 = \dots = \sigma_m^2 \sigma_m^2$ .
3. Известны веса  $\sigma_k^2 / n_k / \sum_i \sigma_i^2 \sigma_i^2 / n_i = \lambda_k$ .

Возможны методы построения приближенных доверительных интервалов, основанные на работах Пагуровой [2] и Уэлча [3].

Для второго вида косвенных измерений предлагаются следующие методы статистической обработки результатов наблюдений:

- 1) Метод линеаризации;
- 2) Метод приведения;
- 3) Метод перебора.

1. Метод линеаризации основан на разложении функции

$Y=f(x_1, \dots, x_m)$  в ряд Тейлора

$$A=f(A_1, \dots, A_m)=f(\tilde{A}_1, \dots, \tilde{A}_m)-\sum_{i=1}^m \frac{\partial f}{\partial x_i}(\tilde{A}_1, \dots, \tilde{A}_m)\Delta x_i + R,$$

где  $\Delta x_i = \tilde{A}_i - A_i$ ;  $R$  - остаточный член. Необходимым условием применения метода линеаризации является малость остаточного члена  $R_i$ :

$$R_i \leq 0,8 \sqrt{\sum_{i=1}^m \left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)^2 S_i^2},$$

где  $S_i^2$  - оценка дисперсии результата измерения  $i$ -го аргумента. Возможность использования метода линеаризации означает, что за измеряемую величину можно принять функцию математических ожиданий аргументов (первый тип косвенных измерений)

$$A=f(M[x_1], M[x_2], \dots, M[x_m]).$$

Оценка измеряемой величины и параметры ее случайной погрешности вычисляют по формулам

$$\tilde{A}=f(\tilde{A}_1, \dots, \tilde{A}_m) \text{ или } \tilde{A}=f(\tilde{A}_1, \dots, \tilde{A}_m)-\frac{1}{2}\sum_i \frac{\partial^2 f}{\partial x_i^2} S_i^2$$

при сохранении третьего члена ряда Тейлора;

$$S^2 = \sum_{i=1}^m \left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)^2 S_i^2 \text{ или } S^2 = \sum_{i=1}^m \left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)^2 S_i^2 + \frac{1}{2} \sum_i \left(\frac{\partial^2 f}{\partial x_i^2}\right)^2 S_i^4 + \sum_{i < j} \left(\frac{\partial^2 f}{\partial x_i \partial x_j}\right)^2 S_i^2 S_j^2.$$

2. Метод приведения требует выполнения эксперимента специальным образом, чтобы получить согласованные результаты наблюдений. Согласованность означает одновременное их осуществление либо то, что они выполнены так, что получаемые сочетания результатов наблюдений можно подставлять в формулу  $Y=f(x_1, \dots, x_m)$  и всякий раз вычислять отдельное значение измеряемой величины (ОЗИБ). Полученную таким образом группу ОЗИБ можно рассматривать как группу результатов наблюдений при прямых измерениях и соответственно ее обрабатывать.

3. Метод перебора используют, если физическая сущность выполняемого измерения позволяет производить группировку результатов наблюдений аргументов и подставлять в формулу  $Y=f(x_1, \dots, x_m)$  всевозможные сочетания значений аргументов.

Если функциональную зависимость между измеряемой величиной и измеряемыми аргументами можно представить в виде произведения функций отдельных аргументов, т.е.  $Y=f(x_1, \dots, x_m)=f_1(x_1)f_2(x_2)\dots f_m(x_m)$ , то расчет оценки измеряемой величины и параметров ее случайной погрешности при использовании метода перебора упрощается.

Тогда  $\tilde{A} = [f_1(x_1)] [f_2(x_2)] \dots [f_m(x_m)];$   
 $S^2 = (\tilde{A})^2 \sum_{i=1}^m \frac{S_i^2}{\tilde{A}_i^2}.$

Оценки  $[f_i(x_i)]$  и параметры их случайных погрешностей иногда можно вычислить точно, если известна функция распределения погрешностей измерений аргументов. Тогда  $M[f_i(x_i)]$  и  $D[f_i(x_i)]$

равны  $M[f(x)] = \int_a^b f(x) p(x) dx;$   
 $D[f(x)] = \int_a^b f^2(x) p(x) dx - \left[ \int_a^b f(x) p(x) dx \right]^2.$

Если найти  $M[f(x)]$  и  $D[f(x)]$  по указанным выше формулам нельзя, то оценку  $\tilde{A} = [f(\tilde{x})]$  и параметры ее случайной погрешности можно вычислить, пользуясь изложенным выше методом приведения.

Возможно также построение доверительного интервала для  $A = f(x)$ , если можно построить доверительный интервал для измеряемого аргумента [4].

Если для измеряемого аргумента  $A$ , доверительный интервал имеет вид

$$P(l_1 < A_1 \leq l_2) = 1 - q,$$

то для измеряемой величины  $A = f(A_1)$  доверительный интервал будет

$$P[f(l_1) < A \leq f(l_2)] = 1 - q.$$

Оценить неисключенную систематическую погрешность трудно. Неисключенную систематическую погрешность результата составляют неисключенные остатки систематических погрешностей результатов наблюдений аргументов. Предполагая равномерность распределения неисключенных систематических погрешностей, вызванных каждой из влияющих величин для каждого измеряемого аргумента, неисключенная систематическая погрешность результата измерения аргумента может быть определена или в виде границ неисключенной систематической погрешности, или в виде доверительной погрешности результата композиции равномерных распределений, граница которой вычисляется по формуле

$$\theta_j = k \sqrt{\sum_{s=1}^k \zeta_s^2 \theta_s^2},$$

где  $\zeta_s$  - коэффициент влияния источника систематической погрешности с индексом  $s$ ; коэффициент  $k$  берут из таблицы

$\alpha$	0,90	0,95	0,99
$k$	0,95	1,1	1,4

Для косвенных измерений первого вида и в случае использования метода линеаризации границу неопределенной систематической погрешности результата вычисляем по формуле

$$\theta_0 = 2q S_{\theta}$$

или по формуле

$$\theta_0 = k \sqrt{\sum_{j=1}^m z_j^2 \theta_j^2}$$

В зависимости от того, какое число аргументов содержит неисключенные остатки систематических погрешностей.

Общая погрешность результата измерения представляет собой композицию случайных и неисключенных систематических погрешностей и находится по формуле

$$\Delta(\alpha) = t_{\Sigma}(q) S_{\Sigma}$$

где  $S_{\Sigma}$  - оценка суммарного среднего квадратического отклонения случайной и неисключенной систематической погрешности. Коэффициент  $t_{\Sigma}(q)$  является средневзвешенным коэффициентом случайной и неисключенной систематической погрешностей [5].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Крамер Г. Математические методы статистики. М., ИЛ, 1948.
2. Пагурова В.И. Критерий сравнения средних значений по двум нормальным выборкам, вып. 5. М., ВЦ АН СССР, 1968.
3. Welch B.L. The generalisation of "Students" problem when several different population variances are involved. "Biometrika", 1, 1947, 34.
4. Рао С.Г. Линейные статистические методы и их применение. М., "Наука", 1968.
5. Рабинович С.Г. В сб. "Метрология" (Приложение к ж. "Измерительная техника"), № 1, 1970.

СТАТИСТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ОЦЕНКИ ХАРАКТЕРИСТИК ЗАВИСИМОСТЕЙ,  
АППРОКСИМИРУЕМЫХ ПРЯМЫМИ ЛИНИЯМИ

М.К.Кузьминых, Э.М.Центер

Государственный комитет по использованию  
атомной энергии СССР, Москва

При разработке косвенных методов измерений часто возникает задача по установлению зависимостей между несколькими различными физическими величинами и оценке погрешностей искомой зависимости.

В литературе по теории вероятностей и математической статистике, например в [1-4], приведены соответствующие расчетные формулы для зависимостей с минимальными абсолютными погрешностями, значения которых почти не зависят от значений измеряемой величины. Но при измерениях встречаются случаи, когда абсолютная погрешность вместе с изменением измеряемой величины изменяется, а коэффициент вариации остается практически постоянным. Способы оценки полиномиальных коэффициентов для зависимостей такого вида в литературе не приводятся.

Приведем вывод формул для оценки характеристик таких зависимостей в одном частном случае. Для этого рассмотрим зависимость

$Y = f(X)$ , аппроксимируемую прямой линией вида

$$Y = KX + b \pm \Delta, \quad (1)$$

где  $\Delta$  - абсолютная погрешность, равная

$$\Delta = vY; \quad (2)$$

здесь  $v$  - коэффициент вариации, значение которого постоянно для всех значений  $Y$  (или  $X$ ).

Для оценки коэффициентов  $K$  и  $b$  рассмотрим совокупность  $n$  экспериментальных значений  $(x_i, y_i)$ . Решая (1) и (2) относительно коэффициента вариации, получим для  $i$ -го значения

$$v_i^2 = \frac{y_i - (Kx_i + b)}{y_i}. \quad (3)$$

Возводя обе части уравнения (3) в квадрат и суммируя их по всем  $n$  экспериментальным значениям, получим

$$S_{(K, b)} = \sum v_i^2 = \sum \left[ \frac{y_i - (Kx_i + b)}{y_i} \right]^2, \quad (4)$$

где  $i = 1, 2, \dots, n$ .

Затем, применяя способ наименьших квадратов, исследуем на минимум уравнение (4)

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial y}{\partial K} &= -\sum \frac{x_i}{y_i} + K \sum \frac{x_i^2}{y_i^2} + \theta \sum \frac{x_i}{y_i^2} = 0, \\ \frac{\partial y}{\partial \theta} &= -\sum \frac{1}{y_i} + K \sum \frac{x_i}{y_i^2} + \theta \sum \frac{1}{y_i^3} = 0, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

$$i = 1, 2, \dots, n.$$

Решая систему уравнений (5) относительно  $\theta$  и  $K$ , находим

$$\theta = \frac{\sum \frac{1}{y_i} \sum (\frac{x_i}{y_i})^2 - \sum \frac{x_i}{y_i} \sum \frac{x_i}{y_i}}{\sum \frac{1}{y_i^2} \sum (\frac{x_i}{y_i})^2 - (\sum \frac{x_i}{y_i^2})^2}, \quad (6)$$

$$K = \frac{\sum \frac{x_i}{y_i} - \theta \sum \frac{x_i}{y_i^2}}{\sum (\frac{x_i}{y_i})^2}, \quad (7)$$

$$i = 1, 2, \dots, n.$$

Если априори известно, что функция  $Y=f(x)$  проходит через начало координат, то подставив в (7)  $\theta=0$ , получим простое выражение для оценки  $K$ :

$$K = \frac{\sum \frac{x_i}{y_i}}{\sum (\frac{x_i}{y_i})^2}. \quad (8)$$

После подстановки значений величин  $K$  и  $\theta$  в (1) для каждого экспериментального значения  $x_i$  находят соответствующее расчетное значение  $\hat{y}_i$  и вычисляют для каждой экспериментальной точки

$$v_i = \frac{\hat{y}_i - y_i}{y_i}. \quad (9)$$

Для оценки коэффициента вариации  $v$  можно применить следующую формулу, выведенную способом максимального правдоподобия:

$$v = \sqrt{\frac{\sum (v_i)^2}{f}}, \quad (10)$$

где  $f=n-1$  при  $\theta=0$  и  $f=n-2$  при  $\theta \neq 0$ . Следует напомнить, что способ максимального правдоподобия пригоден только для нормально-распределенных случайных величин [4]. Но так как погрешности (а



также коэффициенты вариации) как композиции одучайных величин практически всегда распределены нормально в соответствии с центральной предельной теорией, то оценка коэффициента вариации по этой формуле допустима.

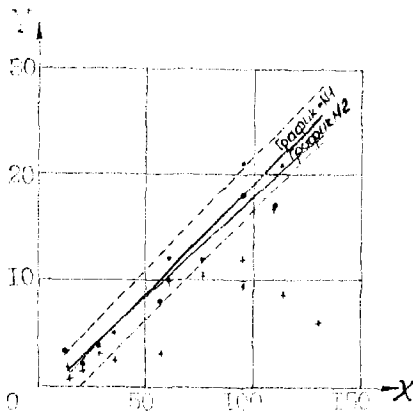
Доверительную зону (область) для найденной зависимости можно построить одним из известных способов [1,4,5]. Оценку погрешности нового метода при заданной доверительной вероятности в момент измерения, т.е. без распространения ее значения на всю генеральную совокупность, можно найти, используя коэффициенты Стьюдента для одностороннего или двустороннего доверительных интервалов (см. например [1,2,4]).

Если же экспериментатора интересуют погрешности будущих измерений (при распространении полученных данных на всю генеральную совокупность), а во время экспериментов все влияющие факторы изменялись в присущих им пределах, то для оценки погрешности нового метода следует использовать толерантные пределы [1,2,5,6].

Приведенный метод использовали для обработки результатов градуировки прибора по данным, приведенным в таблице. Обозначения в таблице соответствуют приведенным в тексте.

№ п/п	$x_i$	$y_i$	$\bar{y}_i$	$\bar{y}_i, \%$	$\sigma_i^2$	И т о г и
I	14,0	1,50	1,46	- 0,3	0,09	$\sum \frac{x_i}{y_i} = 68,0731$
2.	27,9	4,00	4,10	+ 2,5	6,25	
3.	34,6	5,00	5,37	+ 7,4	54,76	$\sum \left(\frac{x_i}{y_i}\right)^2 = 440,7910$
4.	56,5	8,00	9,54	+19,25	370,56	
5.	59,5	12,00	10,11	-15,75	248,06	$\sum \frac{1}{y_i} = 1,6547$
6.	76,3	12,00	13,3	+10,83	117,36	
7.	109,4	17,00	19,6	+15,29	233,91	$\sum \frac{1}{y_i^2} = 0,5889$
8.	95,0	18,00	16,85	- 6,39	40,82	
9.	94,7	21,00	16,79	-20,04	401,6	$\sum \frac{x_i^2}{y_i^2} = 12,507$
10.	114,0	21,00	20,46	- 2,57	6,60	
11.	130,0	27,00	23,5	-12,96	168,04	$(\sum \frac{x_i}{y_i})^2 = 156,425$
	-	-	-	-	1286,61	
						$\delta = 1,18 \approx 1,2$
						$K = 0,188 \approx 0,19$
						$\sigma = 12\%$

На рисунке изображен график № 1 найденной зависимости. Там же представлен график № 2 ( $Y_2 = 0,21X - 2,2$ ), рассчитанный для случая, когда абсолютная погрешность минимальна. Так как оба графика проходят в одной доверительной зоне графика № 2, построенной для доверительной вероятности 0,95, то они оба принадлежат одной генеральной совокупности.



При расчете коэффициента вариации по графику № 2 получили  $C_2 \pm 21\%$ , что значительно больше, чем для графика № 1 ( $C_1 = 12\%$ ).

В то же время при оценке абсолютного среднего квадратического отклонения получено:

для графика № 1:  $\tilde{S}_1 = 2,35$ ;

для графика № 2:  $\tilde{S}_2 = 2,08$ .

Это и следовало ожидать, так как коэффициенты для графика № 1 рассчитывали из условия  $\sum C_i^2 = min$ , а для графика № 2 - из  $\sum (y_i - \bar{y})^2 = min$ .

Изложенный статистический метод обработки экспериментальных данных позволяет строить графики с минимальными значениями коэффициентов вариации.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Азвасян С.А. Статистическое исследование зависимостей. М., "Металлургия", 1968.
2. Смирнов Н.В., Дувин-Барковский И.В. Теория вероятностей и математическая статистика в технике (общая часть). М., Гостехиздат, 1955.
3. Дрейлер Н., Смит Г. Прикладной регрессионный анализ. М., "Статистика", 1973.
4. Химмельблау Д. Анализ процессов статистическими методами. М., "Мир", 1973.
5. Большев Л.Н., Смирнов Н.В. Таблицы математической статистики. М., ВЦ АН СССР, 1968.
6. Кудряшова У.Ф., Рабинович С.Г., Резник К.А. Методы обработки результатов наблюдений при измерениях. Труды метрологических институтов СССР, вып.134(194). М.-Л., Изд-во стандартов, 1972.

## СТАТИСТИЧЕСКИЕ СПОСОБЫ ВЫБОРА СРЕДСТВ И МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЙ

М.К.Кузьминых, Э.М.Центер

Государственный комитет по использованию  
атомной энергии СССР, Москва

В метрологической практике при разработке косвенных методов измерений часто решают задачу оптимального выбора того или иного средства или метода измерения, позволяющего с минимальными погрешностями установить зависимость между физическими величинами. В настоящее время эту задачу решают либо интуитивно, либо сравнением паспортных значений погрешностей.

Если связь между физическими величинами рассматривать как стохастическую (вероятностную), то задача оптимального выбора средств измерений может быть решена статистическими способами. Один из возможных статистических способов, пригодный для монотонных зависимостей, излагается ниже.

Этот способ основан на том, что несколько испытываемых средств или методов сравнивают с одним образцовым, о котором известно, что его систематическими погрешностями можно пренебречь, случайные погрешности его незначительны, но для массовых измерений он не пригоден по каким-либо технико-экономическим показателям.

Следует заметить, что при измерении физических величин даже посредством весьма совершенных средств и методов, мы имеем дело не с детерминированными, а со случайными величинами, так как результаты измерений всегда отягощены погрешностями этих приборов и методов. Следовательно, зависимость между измеренными значениями физических величин мы вправе рассматривать как вероятностную, т.е. как связь между случайными величинами, и для оценки ее статистической значимости можем применить корреляционный анализ.

Из теории корреляции [1-3] известно, что связь между случайными величинами  $X$  и  $Y$  характеризуют коэффициентом корреляции  $\rho$ , значение которого заключено в интервале  $[-1; +1]$ . Чем ближе абсолютное значение коэффициента корреляции к 1, тем теснее связь между исследуемыми величинами. В случае  $\rho = 0$  говорят, что

$X$  и  $Y$  не коррелированы; в частности, так будет всегда, когда они независимы [2].

Таким образом, по значению коэффициента корреляции можно судить о тесноте связи между физическими величинами и при наличии нескольких различных приборов или методов предпочтение следует отдать тем из них, для которых с образцовым получен наибольший коэффициент корреляции.

В математической статистике в основном применяют коэффициент корреляции для нормально распределенных величин [1, 2, 6]. На практике часто закон распределения случайных величин отличается от нормального или вообще неизвестен. Поэтому для оценки связи между ними следует применять ранговый коэффициент корреляции Спирмена  $r_s$  [4, 5]. Для его расчета в выборке объема  $n$  определяют ранги (порядки)  $R_i$  измеренных величин в каждом ряду измерений, находят квадраты их разностей  $\Delta R_i^2$  и вычисляют коэффициент корреляции по формуле:

$$r_s = 1 - \frac{6 \sum \Delta R_i^2}{n^2(n-1)}. \quad (1)$$

При этом минимальному значению величины ряда присваивают ранг  $R = 1$ , максимальному  $R = n$ , а одинаковым значениям присваивают одинаковый ранг.

Найденное значение  $r_s$  следует сравнить с табличным  $r_{s\beta}$  (см. в [6] таблицу 103) или рассчитать величину

$$t = r_s \sqrt{\frac{n-2}{1-r_s^2}}, \quad (2)$$

которую затем необходимо сравнить с табличным значением коэффициента Стьюдента  $t(\beta, f)$  при заданной доверительной вероятности  $\beta$  и числе степеней свободы  $f = n - 2$ .

Нуль-гипотеза ( $H_0: r_s > 0$ ) принимается в случае выполнения условия  $r_s > r_{s\beta}$  (или  $t > t(\beta, f)$ ), в противном случае принимается ее альтернатива ( $H_1: r_s = 0$ ).

Если верна нуль-гипотеза  $H_0$ , то связь между исследуемыми величинами статистически значима. Такую проверку проводят для всех испытываемых методов (средств) и выбор останавливают на том методе (средстве измерения), показания которого наиболее коррелируют с показаниями образцового. Выбранный таким образом метод измерения, как правило, будет иметь меньше случайные погрешно-

сти по сравнению с остальными (исследованными в эксперимент.), так как при уменьшении случайных отклонений абсолютное значение коэффициента корреляции зависимых величин стремится к единице.

Приведенный способ выбора средств измерений испытали при выборе одного из двух приборов сравнением их показаний с образцовым методом.

Цель эксперимента заключалась:

- в выборе прибора, показания которого лучше коррелируют с результатами образцового метода;
- в построении графика зависимости показаний прибора от результатов образцового метода.

Исходные данные сведены в таблицу.

В таблице обозначено: X - показания образцового метода;

Y<sub>1</sub> - показания испытываемого прибора № 1; Y<sub>2</sub> - показания испытываемого прибора № 2; R<sub>x</sub>, R<sub>1</sub>, R<sub>2</sub> - ранги показаний соответствующих приборов.

№ п/п	X	Y <sub>1</sub>	Y <sub>2</sub>	Ранги			Равность рангов			
				R <sub>x</sub>	R <sub>1</sub>	R <sub>2</sub>	R <sub>1</sub> -R <sub>x</sub>	(R <sub>1</sub> -R <sub>x</sub> ) <sup>2</sup>	R <sub>2</sub> -R <sub>x</sub>	(R <sub>2</sub> -R <sub>x</sub> ) <sup>2</sup>
1	14,0	0,86	1,50	2	1	1	-1	1	-1	1
2	19,8	1,80	2,00	3	2	2	-1	1	-1	1
3	12,0	1,86	3,50	1	3	3	2	4	2	4
4	27,9	3,12	4,00	4	5	4	-1	1	0	0
5	34,6	2,40	5,00	5	4	5	1	1	0	0
6	56,5	3,10	6,00	6	6	6	0	0	0	0
7	59,5	3,86	7,00	7	10	7	-3	9	0	0
8	76,3	10,38	12,00	8	11	7,5	-3,5	12,25	0,5	0,25
9	109,4	16,50	17,00	11	13	9	-2	4	0	0
10	95,0	11,78	18,00	10	12	10	-2	4	0	0
11	94,7	9,45	21,00	9	9	11,5	2,5	6,25	0,5	0,25
12	114,0	8,54	21,00	12	8	11	-4	16	0	0
13	130,0	6,03	27,00	13	7	13	-6	36	0	0

Рассчитывая по формуле (1) коэффициенты корреляции Спирмена, получим расчетные значения R<sub>s</sub>:

для прибора № 1:  $R_{s1} = 1 - \frac{6 \cdot 86}{169 \cdot 12} = 0,746;$

для прибора № 2:  $R_{s2} = 1 - \frac{6 \cdot 17}{169 \cdot 12} = 0,95.$

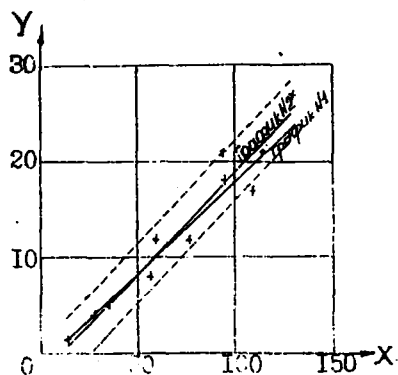
Применяя формулу (2), найдем расчетные значения z;

для прибора № 1:  $z_1 = 0,746 \sqrt{\frac{13-2}{(1-0,746)^2}} = 3,73;$

$$\text{для прибора } \# 2: t_2 = 0,95 \sqrt{\frac{13-2}{(1-0,95)^2}} = 99,5.$$

Сравнение значений  $t_1$  и  $t_2$  с табличными при числе степеней свободы  $f = n-2=11$  показывает, что связь между показаниями образцового метода и прибора  $\# 2$  более тесная, чем между показаниями образцового метода и прибора  $\# 1$ . Причем, если для прибора  $\# 1$  связь значима для значений вероятности  $\beta$ , меньших 0,999, то для прибора  $\# 2$  она значима с вероятностью, значительно превышающей 0,999.

На рисунке представлены графики  $\# 1$  и  $\# 2$ , проведенные способом наименьших квадратов с минимальными абсолютными ( $\# 1$ ) и относительными ( $\# 2$ ) погрешностями и их доверительная зона (пунктирные линии) при  $\beta = 0,95$ . Графики характеризуют связь между



показаниями образцового метода и прибора  $\# 2$ . Там же крестиками обозначены экспериментальные точки, характеризующие связь между показаниями прибора и данными образцового метода  $\# 1$ . Положение экспериментальных точек подтверждает правильность выбора, сделанного по значению коэффициента корреляции Спирмена.

Изложенный статистический способ позволяет сравнительно просто выбрать средства и методы измерений, показания которых наиболее близко совпадают с показаниями образцовых средств и методов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Айвазян С.А. Статистические исследования зависимостей. М., "Мет дзургия", 1968.
2. Смирнов Н.В., Душин-Барковский И.В. Теория вероятностей и математическая статистика в технике (общая часть). М., Гостехиздат, 1955.
3. Fabian V. Statistische Methoden, 2. Aufl. ab Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1970.
4. Баранов Н.П. Применение математической статистики в геологии. М., "Недра", 1971.
5. Sach L. Statistische Aufwertunsmethode, 2. Aufl. Springer Verlag, 1969.
6. Болкшев А.И., Смирнов Н.В. Таблицы математической статистики. М., ВЦ АН СССР, 1968.

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ  
ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОГРЕШНОСТЕЙ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ  
И ОЦЕНЕННЫХ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ

Ю.И. Бобков, В.Н. Манохин

Физико-энергетический институт, Обнинск

В результате оценки ядерных данных должны быть определены не только рекомендованные значения ядерных данных, но и значения их погрешностей. В процессе оценки типична ситуация, когда нужно на основе результатов измерений разных авторов и указанных ими погрешностей дать рекомендованные значения и определить доверительный интервал рекомендованной кривой. Это предполагает надежное определение погрешностей рассматриваемых измерений, т.е. тщательный анализ всех источников погрешностей, анализ и учет их корреляционных свойств. Вопрос определения погрешностей оцененных данных в общем случае является довольно сложным и требует серьезного изучения. В настоящем докладе обсуждаются лишь некоторые аспекты, связанные с определением погрешностей как экспериментальных, так и оцененных ядерных данных.

Сначала рассмотрим вопрос определения погрешности результатов эксперимента, когда имеется полная информация об эксперименте. Пусть производится измерение некоторой величины  $\Phi(\alpha_1, \dots, \alpha_{N+k})$ , и при этом измеряемой величиной является не непосредственно величина  $\Phi$ , а величины  $\alpha_1, \dots, \alpha_{N+k}$ . В этом случае процедура установления погрешностей может быть следующей.

Выявляются все источники погрешностей в данном эксперименте — это статистическая погрешность в точке, погрешность в определении числа ядер образца, погрешность в определении эффективности детектора и т.п. Эти погрешности могут быть как постоянными в каждой точке измерения, так и зависеть от величин, меняющихся от точки к точке, например, от энергии. В общем случае эти ошибки могут быть записаны в виде вектора:

$$\beta_{1, \text{стат}} \varphi_1(x), \dots, \beta_{N, \text{стат}} \varphi_N(x), \delta_1 f_1(x), \dots, \delta_k f_k(x), \quad * \quad (I)$$

где  $x$  — некоторая переменная (энергия, угол и т.д.); величины  $\beta_{i, \text{стат}}, \delta_1, \dots, \delta_k$  не коррелируют между собой или коррелируют известным образом. Как правило, это не коррелирующие погрешности.

\*) Величины  $f_1(x)$  и  $f_k(x)$  суть коэффициенты при первых степенях разложения функции  $\varphi(x, \vec{\alpha})$  в ряд Тейлора.

Составим ковариационную матрицу  $\mathcal{D}(N+k)$  следующей структуры:

$$\mathcal{D}(N+k) = \begin{vmatrix} \sigma_{1, \text{стат}}^2 & & & \\ & \ddots & & \\ & & \rho_{ij} \sigma_i \sigma_j & \\ & & & \sigma_{N, \text{стат}}^2 & \\ & & & & \delta_1^2 & \\ & & & & & \ddots & \\ \rho_{ij} \sigma_i \sigma_j & & & & & & & \delta_k^2 \end{vmatrix} \quad (2)$$

Измерению в каждой точке  $x_i$  можно поставить в соответствие вектор чувствительности размером  $N+k$

$$\vec{z}_i \equiv \{0, \dots, y_i(x_i), \dots, 0, f_1(x_i), \dots, f_k(x_i)\}. \quad (3)$$

Тогда погрешность экспериментального значения в точке  $x_i$  есть величина  $\epsilon_i$ , определяемая следующим образом:

$$\epsilon_i^2 = \vec{z}_i \mathcal{D}(N+k) \vec{z}_i^T. \quad (4)$$

Коэффициент корреляции между погрешностями в  $i$ -ой и  $j$ -ой экспериментальных точках есть величина

$$\rho_{ij} = \frac{\vec{z}_i \mathcal{D}(N+k) \vec{z}_j^T}{\sqrt{(\vec{z}_i \mathcal{D}(N+k) \vec{z}_i^T)(\vec{z}_j \mathcal{D}(N+k) \vec{z}_j^T)}}. \quad (5)$$

Величины  $\epsilon_i$  и  $\rho_{ij}$  составляют ковариационную матрицу погрешностей эксперимента  $V$

$$V_{ij} = \rho_{ij} \epsilon_i \epsilon_j. \quad (6)$$

Обычно через экспериментальные точки проводятся кривые по формулам, полученным из физических соображений или с помощью полиномов. И в том и другом случае имеются неизвестные параметры, которые в процессе анализа должны быть найдены и оценены. В случае использования полиномиальных моделей зависимость описываемой величины от неизвестных параметров, как правило, линейна.\* В этом случае задача оценки параметров приобретает следующую формулировку.

Имеются результаты наблюдений величины  $\vec{y} = \{y_1, \dots, y_j, \dots, y_{j+1}, \dots, y_k\}$  в точках  $x_1, \dots, x_k$  с ковариационной матрицей погрешностей  $V$ , определяемой формулой (6). Наблюдаемая величина может быть описана соотношением

\* В случае нелинейной зависимости от параметров процедура оценки точности так и не может быть сведена к описываемой ниже (см., например [1]).



$$(MY) = \vec{\theta}^T \vec{F}(x), \quad (7)$$

где  $\vec{\theta}$  - вектор-столбец неизвестных параметров

$$\vec{\theta} = \begin{pmatrix} \theta_1 \\ \vdots \\ \theta_m \end{pmatrix}, \quad (8)$$

$\vec{F}(x)$  - линейно независимая на множестве определения  $x$  система функций

$$\vec{F}(x) = \begin{pmatrix} F_1(x) \\ \vdots \\ F_m(x) \end{pmatrix}, \quad (9)$$

$F(x)$  - это или степенной полином, тогда  $F^T(x) = \{1, x, x^2, x^3, \dots, x^{m-1}\}$ , или полином Лежандра, тогда  $F^T(x) = \{1, P_1(x), P_2(x), \dots, P_{m-1}(x)\}$ , или полиномы Чебышева и т.п. Тогда наилучшей оценкой  $\vec{\theta}$  есть оценка

$$\hat{\vec{\theta}} = M^{-1} Y, \quad (10)$$

где

$$M = \sum_{i,j} \vec{F}(x_i) V_{ij}^{-1} \vec{F}(x_j), \quad (11)$$

$$Y_j = \sum_i \vec{F}(x_i) V_{ij}^{-1} \vec{y}. \quad (12)$$

Ковариационная матрица величин  $\hat{\vec{\theta}}$  есть матрица

$$D_{\theta} = M^{-1}. \quad (13)$$

Формулы (10)-(13) получаются из условия минимума функционала  $[\vec{y} - (MY)] V^{-1} [\vec{y} - (MY)]^T$ . Диагональные элементы  $D_{ii}$  от матрицы (13) суть точности, с которыми определяются величины  $\theta_i$ , а точность, с которой определяется величина  $(MY)$ , в любой точке  $x$  есть величина  $\delta_y^2(MY)(x) = \delta_y^2(x)$ , определяемая следующим образом:

$$\delta_y^2(x) = \vec{F}^T(x) D_{\theta} \vec{F}(x). \quad (14)$$

Корреляция погрешностей в двух любых точках  $x_i$  и  $x_j$  определяется коэффициентом корреляции  $\rho_{ij}$ :

$$\rho_{ij} = \frac{F^T(x_i) D_{\theta} F(x_j)}{\sqrt{(F^T(x_i) D_{\theta} F(x_i))(F^T(x_j) D_{\theta} F(x_j))}}. \quad (15)$$

Если речь идет о каких-то средних по интервалу  $\Delta x$  погрешностях, то можно воспользоваться формулой

$$\langle \delta_j(x) \rangle_{\Delta x} = \frac{1}{\Delta x} \int_{\Delta x} \sqrt{F^T(x) D_{\theta} F(x)} dx \quad (16)$$

и для коэффициента корреляции между интервалами  $\Delta x_i$  и  $\Delta x_j$ :

$$\rho_{\Delta x_i, \Delta x_j} = \frac{1}{(\Delta x)_i (\Delta x)_j} \int_{\Delta x_i} \int_{\Delta x_j} \rho(x_i, x_j) dx_i dx_j. \quad (17)$$

Вычислив погрешности и корреляции погрешностей для каждого из интервалов, можно построить ковариационную матрицу погрешностей  $D(\varepsilon)$ .

Рассмотрим случай, когда производится оценка какой-либо величины по результатам нескольких измерений, принадлежащих разным авторам. Пусть каждое отдельное измерение оценено по приведенному выше алгоритму, т.е. о погрешностях и корреляциях погрешностей каждого отдельного измерения у нас имеется полная информация. Требуется установить погрешности рекомендованной кривой, наилучшим образом описывающей все произведенные измерения. Если в интервале  $\Delta x$  проведено  $N$  различных измерений величины  $y$  и получено  $N$  различных моделей  $F_i(x)$ , описывающих зависимость этой величины от  $x$ , то функция  $\Phi(x, \vec{\alpha})$ , наилучшим образом описывающая все измерения, может быть найдена из условия

$$\sum_{i=1}^N \int_{\Delta x} (\Phi'(x, \vec{\alpha}) - F_i(x))^2 w_i dx \rightarrow \min, \quad (18)$$

где  $\vec{\alpha}$  - вектор неизвестных параметров, который должен быть оценен;  $w_i$  - вес каждой кривой. Формула (18) предполагает независимость каждого из измерений. В случае, если веса в различных экспериментах коррелированы, то несходимо провести соответствующий анализ [см. (1)-(6)] и минимизировать уже не (18), а следую-

щую функцию:

$$\int_{\Delta x} [\Phi'(x, \alpha) - F_i(x)] \Lambda^{-1} [\Phi(x, \alpha) - F_i(x)]^T dx; \quad (19)$$

здесь  $\Lambda$  - матрица погрешностей различных экспериментов. При условии линейности зависимости  $\Phi'(x, \vec{\alpha})$  от параметров  $\vec{\alpha}$  задача (18) автоматически сводится к предыдущей, описываемой формулами (9)-(17). Случай нелинейной зависимости, как показано в работе В.В.Федорова, также сводится к описанному выше линейному случаю. Необходимо отметить, что когда проводится оценка функции  $\Phi'$  по небольшому числу независимых измерений, то для оценки дисперсии в интервалах необходимо пользоваться  $t$ -распределением Стьюдента [2]. Это означает, что необходимо делать различие между генеральной ( $\sigma^2$ ) и выборочной ( $S_N^2$ ) дисперсией:

$$\sigma^2 = \lim_{N \rightarrow \infty} S_N^2 \quad \text{и} \quad S_N^2 = \frac{\sum_i (\bar{x} - x_{ni})^2}{n-1}$$

Доверительный интервал при малом числе измерений определяется соотношением

$$\Delta x = \frac{t_{\alpha N} \cdot N \cdot S_N}{\sqrt{n}}$$

где  $t_{\alpha N}$  - коэффициент Стьюдента для доверительной вероятности  $\alpha$  при числе измерений  $N$ .

В заключение следует отметить, что с помощью описанных выше процедур процесс выявления погрешностей оцененных данных очень удобно формулируется. Но для этого требуется создать специальную библиотеку программ на ЭЭМ, куда описанные процедуры вошли бы в виде стандартных блоков. Такая работа ведется в настоящее время в Центре по ядерным данным.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Федоров В.В. Теория оптимального эксперимента. М., "Наука", 1972.
2. Худсон. Статистика для физиков. М., "Мир", 1971.

ОЦЕНКА ИНФОРМАТИВНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИЗМЕРЕНИЮ СРЕДНИХ НА СПЕКТРЕ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ  $^{252}\text{Cf}$  СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ,  $^{238}\text{U}$

Л.Н.Усачев, Ю.Г.Бобков

Физико-энергетический институт, Обнинск

В работе [1] описан алгоритм исследования информативности экспериментов по измерению ядерно-физических констант. Этот алгоритм основан на идеях обобщенной теории возмущений и математической теории планирования эксперимента; он позволяет определить информативность любого эксперимента по измерению ядерно-физических констант по отношению к предсказанию некоторого реакторного параметра, зависящего от тех ядерно-физических констант, которые определенным образом входят в измеряемую величину в рассматриваемом эксперименте. Кроме того, алгоритм позволяет определить погрешность, с которой следует проводить эксперимент.

В данной работе комплексом программ [2], реализующих, в частности и этот алгоритм, исследовали информативность экспериментов по измерению средних на спектре спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  сечений делений изотопов  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  и определяли требуемые в данных экспериментах погрешности, соответствующие предположенным достигнутым погрешностям микроскопических величин, входящих в игру. Информативность определяли по отношению к предсказанию  $K_{\text{эфф}}$  и КВ плутониевого бридера. При расчетах предполагали, что доля нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  в интервале  $dE$  описывается формулой

$$d\chi(E) = \sqrt{E} \exp(-E/T) dE,$$

где  $T$  — средняя температура спектра. В данной работе  $T$  принимали равной 1,52. Измеряемой в эксперименте величиной была  $\langle \sigma \rangle$ , определяемая следующим образом:

$$\langle \sigma \rangle = \int_0^{\infty} \sigma_f(E) d\chi(E).$$

Измерение среднего сечения  $^{239}\text{Pu}$

Результаты расчета. Здесь и далее результаты расчета погрешности представлены в виде таблицы.

Для расчета  $K_{эфф}$ 

Энергетический интервал, МэВ	Погрешность, %				
	I	II	III	IV	V
10,5-0,8	6	0,7	2,5	6	
0,8-0,1	4	0,9	1,4	1,6	3
0,1	5	0,95	1,8	1,8	

Здесь I – погрешность, достигнутая в дифференциальных измерениях этого сечения в данном энергетическом интервале, %; II – неопределенность в  $K_{эфф}$  и КВ в %, обусловленная неопределенностью в названном сечении, этого энергетического интервала; III – погрешность, требуемая в дифференциальных измерениях приведенного сечения, в указанном энергетическом интервале для обеспечения расчета  $K_{эфф}$  и КВ с погрешностью I и 2% без учета эксперимента по измерению; IV – погрешность, требуемая в дифференциальных измерениях данного сечения в данном энергетическом интервале для обеспечения расчета  $K_{эфф}$  и КВ с погрешностью I и 2%, но с учетом наличия эксперимента по измерению величины  $\langle \sigma \rangle$ , сделанного с погрешностью  $\Delta$ , приведенной в столбце V; V – погрешность  $\Delta$ , с которой следует проводить эксперимент. Проведение эксперимента с погрешностью меньше  $\Delta$  не увеличивает его информативности.

Выводы. Наличие эксперимента по измерению среднего сечения деления  $^{239}\text{Pu}$  с погрешностью 3% полностью удовлетворяет требованиям к ядерным данным по  $\sigma_f$   $^{239}\text{Pu}$  в интервале 0,8-10,5 МэВ, вытекающим из требований к погрешности расчета реакторных характеристик, при условии достижения погрешности спектра деления, описанной в столбце V. В интервале энергии 0,8-0,1 МэВ и при 0,1 МэВ требования практически не ослабляются. Для этих энергетических интервалов эксперимент неинформативен.

Измерение среднего сечения деления  $^{241}\text{Pu}$

Результаты расчета.

Для расчета  $K_{эфф}$  ОК-5

Энергетический интервал, МэВ	Погрешность, %				
	I	II	III	IV	V
10,5-0,8	10	0,09	9	10	
0,8-0,1	10	0,25	4	5	3
0,1	15	0,65	4	4	

## Для расчета КВ ОК-5

Энергетический интервал, МэВ	Погрешность, %				
	I	II	III	IV	V
10,5-0,8	10	10,15	9	10	
0,8-0,1	10	10,45	5	5	3
0,1	15	11,1	4	4	

Выводы. При наличии эксперимента по измерению среднего сечения деления  $^{241}\text{Pu}$  на спектре  $^{252}\text{Cf}$ , сделанного с погрешностью 3%, требования к погрешности данной величины в интервале 10,5-0,8 МэВ снимаются полностью. Вклад неопределенностей  $^{241}\text{Pu}$  в этом интервале энергии в неопределенность  $K_{эфф}$  и КВ настолько мал, что проведение эксперимента вряд ли имеет смысл.

Измерение среднего сечения  $^{240}\text{Pu}$

Результаты расчета.

## Для расчета КВ ОК-5

Энергетический интервал, МэВ	Погрешность, %				
	I	II	III	IV	V
10,5-0,8	7	0,4	4	7	2,5

Вклад неопределенностей  $^{240}\text{Pu}$  в областях энергии ниже 0,8 МэВ в неопределенность КВ мал и здесь не приводится.

Выводы. Наличие эксперимента по измерению среднего сечения деления  $^{240}\text{Pu}$  на спектре  $^{252}\text{Cf}$  достаточно для удовлетворения требований на погрешность этой величины со стороны требований на погрешность реакторных расчетов.

Измерение среднего сечения деления  $^{238}\text{U}$

Результаты расчета.

Для расчета  $K_{эфф}$  ОК-5

Энергетический интервал, МэВ	Погрешность, %				
	I	II	III	IV	V
10,5-0,8	5	0,4	1,6	5	2

## Для расчета КВ ОК-5

Энергетический интервал, МэВ	Погрешность, %				
	I	II	III	IV	V
10,5-0,8	5	0,71	2	5	2

Выводы. Наличие эксперимента по измерению среднего сечения деления  $^{238}\text{Pu}$  на спектре деления  $^{252}\text{Cf}$  полностью снимает требования к данной величине со стороны требований к погрешности расчета реакторов.

Требования к погрешности спектра деления  $^{252}\text{Cf}$ . Для использования результатов таких экспериментов в реакторных расчетах требуется знать спектр деления  $^{252}\text{Cf}$  со следующими погрешностями:

Энергетический интервал, МэВ	Требуемая погрешность, %
10,5-4	3-4
4-2,5	2,5
2,5-0,8	3
0,8	10

Это соответствует погрешности в определении средней температуры спектра 2-3%.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. Математическая теория планирования эксперимента и обобщенная теория возмущений - эффективный подход к исследованию физики реакторов. В сб. "Ядерные константы", вып.10. М., Атомиздат, 1973.
2. Бобков Ю.Г. В сб. "Ядерно-физические исследования в СССР", вып.15. М., Атомиздат, 1973.

ПЛАНИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ОЦЕНОК  
ПО НЕЙТРОННЫМ ДАННЫМ ДЛЯ РЕАКТОРОВ

Ю.Г.Бобков, Л.Т.Пятницкая, Л.Н.Усачев  
Физико-энергетический институт, Обнинск

На настоящем этапе развития ядерной энергетики пускают опытные промышленные реакторы на быстрых нейтронах, ведут работы по проектированию энергетики, основанной на реакторах такого типа. Имеющиеся неопределенности ядерных данных пока допускают даже возможность изменения концепций быстрых реакторов, дальнейшее уточнение наших знаний ядерных данных весьма актуально. С другой стороны, чрезмерное уточнение ядерных данных также требует чрезвычайно больших вложений в развитие экспериментальной техники. Именно поэтому и следует к этой области науки и техники применять методы планирования эксперимента. В трудах Первого совещания по метрологии нейтронного излучения опубликован доклад авторов [1], где дана история развития подхода к вопросу [2] - [4] и решена задача о планировании оптимальной совокупности одних микроскопических экспериментов из условия минимизации их стоимости при удовлетворении погрешности расчета одного реакторного параметра.

В докладываемой работе ставят и решают задачу о минимизации стоимости совокупности микроэкспериментов при удовлетворении требований к погрешности расчета произвольного числа реакторных параметров. Кроме того, учитывается и наличие информации о произвольном числе выполненных интегральных экспериментов. Некоторые частные подходы к вопросу об ослаблении требований на погрешность микроскопических данных при использовании интегральных экспериментов затронуты в работах [5 - 7]. Такой же подход используют и в Англии [8, 9], но, по словам Роулэндса, без формализованного алгоритма. В данной работе эта задача решена в более строгой постановке.

Математическая постановка задачи. В работе [1] показано, что дисперсия реакторного параметра  $D_i^2$ , выражается через квадраты компонент погрешностей отдельных микроскопических ядерных данных  $d_j^2$  и коэффициенты чувствительности  $Z_{\beta i}$  следующим



образом:

$$D_c^2 = \sum_{\beta=1}^N z_{\beta c}^2 d_{\beta}^2. \quad (1)$$

Отметим, что коэффициенты  $z_{\beta c}$  — продукт некоторых преобразований над коэффициентами чувствительности реакторного параметра к вариациям групповых констант. Эти преобразования учитывают корреляционные свойства отдельных компонент погрешностей (подробнее см. [1]).

Выражение для стоймости экспериментов записывают в виде  $\sum_{\beta=1}^K \lambda_{\beta} / d_{\beta}^2$  (см. [1]). Если еще иметь в виду, что исконые погрешности должны быть ограничены сверху достигнутыми точностями, а снизу нулем, то задача о планировании оптимальной совокупности микроэкспериментов и оценок, обеспечивающей требуемую погрешность расчета "K" реакторных параметров, сводится к решению следующей экстремальной задачи:

$$\sum_{\beta=1}^N \lambda_{\beta} / d_{\beta}^2 \longrightarrow \min, \quad (2a)$$

$$\sum_{\beta=1}^K z_{\beta c}^2 d_{\beta}^2 \leq D_c^2, \quad c=1, \dots, L, \quad (2б)$$

$$0 < d_{\beta}^2 \leq d_{\beta 0}^2. \quad (2в)$$

Введем теперь в рассмотрение интегральные эксперименты. Можно показать [7 - 9], что в случае одновременного использования информации по интегральным и микроскопическим измерениям, погрешность расчета  $D_c$  реакторного параметра  $C_c$  с коэффициентами чувствительности  $\vec{z}_c$  может быть записана следующим образом:

$$D_c^2 = \vec{z}_c^T D(N+K) \vec{z}_c, \quad (3)$$

$$D(N+K) = (I - D(N)F^T(V + FDF^T)^{-1}F)D(N), \quad (4)$$

Здесь  $D(N)$  — ковариационная матрица только микроскопических экспериментов;  $F$  — матрица размером  $(N \cdot K)$ ;  $\vec{z}_c$  — коэффициенты чувствительности используемых интегральных экспериментов;  $V$  — матрица экспериментальных погрешностей интегральных экспериментов.

Матрица  $D(N)$  согласно [1] может быть сделана диагональной, причем диагональными элементами этой матрицы являются квадраты погрешностей микроскопических данных.

Следовательно, задача о планировании совокупности микроскопических экспериментов при наличии  $K$  интегральных может быть сведена к такой экстремальной задаче:

$$\sum_{\beta=1}^N \lambda_{\beta} / d_{\beta}^2 \rightarrow \min, \quad (5a)$$

$$\vec{z}_e \mathcal{D}(N+k) \vec{z}_e^T \leq D_e^2, \quad e=1, \dots, k, \quad (5б)$$

$$0 < d_{\beta}^2 \leq d_{\beta 0}^2. \quad (5в)$$

Искомые погрешности  $d_{\beta}^2$  входят в ограничение (8) как элементы диагональной матрицы  $\mathcal{D}(N)$ . Применительно к задаче (2) можно доказать единственность решения и рассмотреть различные частные случаи, чрезвычайно упрощающие решение задачи. Применительно к задаче (5) этого сделать пока не удалось.

Для решения задач (2) и (5) использовали метод штрафных функций [11], позволяющий заменить условную минимизацию функций (5a) или (2a) безусловной минимизацией некоторой функции  $\Phi$ , являющейся суперпозицией функций (2a) или (5a) и некоторых функционалов ограничений "б" и "в":

$$\Phi(d_{\beta}, z_{\rho}) = \sum_{\beta=1}^N \lambda_{\beta} / d_{\beta}^2 + \frac{1}{z_{\rho}} \left[ \sum_{e=1}^k \{ \min[0, D_e^2 - \vec{z}_e \mathcal{D}(N+k) \vec{z}_e^T] \}^2 + \sum_{\beta=1}^N \min\{0, d_{\beta 0}^2 - d_{\beta}^2\}^2 \right] \quad (6)$$

Если выбрать последовательность  $z_{\rho}$  так, что  $\lim_{\rho \rightarrow \infty} z_{\rho} = 0$ , то можно показать [11], что последовательность векторов  $\vec{d}_{\rho}^*$ , являющихся точкой минимума функций  $\Phi(\vec{d}, z_{\rho})$ , имеет своим пределом вектор  $\vec{d}^*$ , являющийся решением задачи (5) или (2)

Для безусловной минимизации соответствующих функций использованы следующие методы: Ньютона с точным одномерным поиском, выпуклый симплекс-метод, Коши с точным одномерным поиском, Флетчера-Ривса с точным одномерным поиском и Флетчера-Ривса с квадратичной аппроксимацией при одномерном поиске. Конкретно поиск производился в пространстве 96 параметров при двух ограничениях. Для решения задачи (2) наиболее эффективным оказался метод Ньютона с точным одномерным поиском. На ЭВМ М-222 для его реализации при произвольном выборе начальной точки потребовалось 50 мин.; для решения задач (5) наиболее эффективным оказался метод Флетчера-Ривса с квадратичной аппроксимацией при одномерном поиске. Было использовано 26 интегральных экспериментов и потре-

бывалось 3,5% на М-222. Отметим, что повышение числа ограничений практически не увеличит требуемого машинного времени.

Результаты расчета Рассматривали модель реактора на быстрых нейтронах, состав и размеры которого соответствуют электрической мощности примерно 1000 мВт. В качестве топлива использовали смесь окиси урана-238 с окисью плутония-239, содержащую высшие изотопы. Эта модель подробнее описана в работе [10]. Ограничения - это требования, чтобы коэффициент воспроизводства предсказывался с погрешностью  $\sim 2\%$ , а  $K_{эфф}$  - с погрешностью  $\sim 1\%$ .

В табл. I приведены компоненты погрешностей основных ядерных величин, полностью скоррелированных по указанным в таблице интервалам энергии. Используемые интегральные эксперименты с приписанными им погрешностями перечислены в табл. 2.

В колонках или строчках под номером У приведены принятые нами в качестве достигнутых к настоящему времени величины погрешностей; под номером I и II - допустимые значения погрешностей соответственно в задачах без интегральных экспериментов и с ними, удовлетворяющие обоим ограничениям; под номерами III и IV - допустимые значения погрешностей соответственно в задачах без интегральных экспериментов и с ними, но при удовлетворении только требования на погрешность расчета КВ.

Смысл последних двух колонок в том, что возможное использование интегральных экспериментов по критичности по их оценке снимет требования на  $K_{эфф}$ , и тогда эти две колонки будут определять требования на ядерные данные для быстрых реакторов вообще.

Интересно обратить внимание на стоимости в произвольных единицах совокупностей микроскопических экспериментов, соответствующих пяти приведенным наборам погрешностей У-0,04; IV-0,08; III-0,12; II-0,14; I-0,18.

Как видно из сравнения этих цифр, использованные нами интегральные эксперименты уменьшают требования на погрешности микроскопических экспериментов в стоимостном выражении всего на 1/3.

Есть надежда на существование более информативных интегральных экспериментов, которые еще предстоит выявить, выполнить и оценить. Поэтому окончательные выводы о требуемых погрешностях микроскопических данных еще предстоит сделать в будущем, используя аппарат, описанный в данном докладе.

Таблица I.

Область энергии, МэВ!		0,8 < E < 10					0,1 < E < 0,8					0 < E < 0,1				
величина	вариант	I	II	III	IV	V	I	II	III	IV	V	I	II	III	IV	V
	$\alpha$	Pu-239	50	50	41	41	50	9,5	10	6,5	6,7	15	3,7	5,0	2,5	3,6
$\beta_f$	Pu-239	2,6	4,0	6,0	10	10	1,3	2,3	4,0	6,0	7	1,1	2,0	4,0	4,0	7
$\nu_f$	Pu-239	1,2	1,2	1,5	1,9	3	0,4	0,7	0,5	0,9	1	0,5	0,8	0,7	1,2	2
$\beta_2$	U-238	9,3	10	19	19	20	2,8	6,0	4,3	4,7	10	2,2	4,0	2,6	4,4	15
$\sigma_F$	U-238	1,8	3,4	2,1	2,6	5										
$\nu_F$	U-238	1,0	2,5	1,3	1,7	3										
$\sigma_c$	Сталь	20	20	25	25	50	15	18	17	18	30	11	15	12	13	30
$\beta_2$	Pu-240	45	45	50	50	50	14	15	17	17	30	6,5	7,1	9	9	20
$\beta_p$	Pu-240	3,5	5,0	4,4	6,5	7	5,3	7,0	6,6	6,6	7	7,0	7,0	7,0	7,0	7
$\nu_p$	Pu-240	2,0	2,1	2,4	2,5	3	3,0	3,0	3,0	3,0	3	3,0	3,0	3,0	3,0	3
$\beta_F$	Pu-241	10	10	10	10	10	5	5,4	6,2	6,2	10	3,7	3,8	4,5	5,0	15
$\nu_F$	Pu-241	4,0	4,0	4,0	4,0	4	2,3	2,3	2,9	3,0	3	1,2	1,3	1,5	1,6	2
П о т о к		1,3	1,7	2,0	2,7	6	1,1	1,8	2,5	2,7	3	2,0	3,0	2,1	2,5	4
$\beta_c$	осколки	50	50	50	50	50	14	16	17	17	30	7,0	8,0	9,3	10	30

Требуемая погрешность  $\nu_c$  C = 252-0,3%.

Продолжение таблицы I

 $\text{bin}({}^{235}\text{U})$ 

Область энергии, МэВ	10,5-6	6-4,5	4,5-2,5	2,5-1,4	1,4-0,8	0,8-0,4	0,4-0,2
вариант							
I	8,3	7,4	16,4	3,0	2,7	6,6	6,5
II	8,6	8,0	18	3,5	3,2	6,9	6,6
III	10	9,3	20	3,9	2,6	7,0	7,0
IV	10	9,5	20	4,5	3,5	7	7
V	30	20	20	15	10	7	7

Таблица 2

Используемые интегральные эксперименты

Тип эксперимента	Погрешность, %	Тип эксперимента	Погрешность, %	Тип эксперимента	Погрешность, %
БЭС-26		БЭС-27		$\alpha_9$	10
$P_{B10}/P_5$	4	$P_{C12}/P_5$	4	$\alpha_5$	10
$P_{C12}/P_5$	4	БЭС-28		$P_{B10}/P_5$	3
БЭС-27		$F_8/F_5$	4	$P_{C12}/P_5$	3
$F_8/F_5$	3	$C_8/F_5$	4	$P_9/P_5$	3
$F_9/F_5$	3	$F_9/F_5$	4		
$C_8/F_5$	6	$P_9/P_5$	3	ZPR-III-48	
$\alpha_5$	10	$P_{B10}/P_5$	3	$F_8/F_5$	3
$\alpha_5$	10			$F_{40}/F_5$	3
		БЭС-30		$F_9/F_5$	3
$P_{B10}/P_5$	3	$F_8/F_5$	3		
	3	$F_9/F_5$	3		
$P_9/P_5$		$C_8/F_5$	3		

## ЛИТЕРАТУРА

1. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. В об. "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях". Труды I Всесоюзного совещания, т. 2. М., Изд-во стандартов, 1972, 226.
2. Усачев Л.Н. "Атомная энергия", 15, 1963, 472.
3. Усачев Л.Н., Зарицкий С.М. БИЦЯД, № 2. М., Атомиздат, 1965.
4. Зарицкий С.М., Николаев М.Н., Троянов М.Ф. Доклад на I конференции по нейтронной физике. Киев, 1971.
5. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. О совокупном использовании результатов дифференциальных и интегральных измерений в проблеме ядерных данных для реакторов. Доклад на I конференции по нейтронной физике. Киев, 1971.
6. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. Требуемые точности ядерных данных с учетом интегральных экспериментов. Доклад на II конференции по нейтронной физике. Киев, 1973.
7. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. В об. "Ядерные константы", вып. 10. М., Атомиздат, 1972.
8. Campbell G.C., Rowlands J.L. "The Relationship of Microscopic and Integral Data". Nucl. Data for Reactors. Vienna, IAEA, 1970, 391.
9. Dragt J.B. Statistical Consideration of Techniques for Adjustment. RCN-122, 1970, 85.
10. Усачев Л.Н., Манохин В.Н., Бобков Ю.Г. Точность ядерных данных и ее влияние на разработку быстрых реакторов. В докладе на III симпозиуме МАГАТЭ по использованию ядерных данных в науке и технологии. Париж, 1973.
11. Зангвилл. Нелинейное программирование. М., "Мир", 1973.

П Р И Л О Ж Е Н И Е





НЕЙТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ. ТЕРМИНЫ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ  
(изложение содержания ГОСТ 19.849-74)

В 1974 г. издан государственный стандарт по терминологии в области нейтронного излучения, разработанный Всесоюзным научно-исследовательским институтом физико-технических и радиотехнических измерений. В стандарт включено 39 основных терминов на русском, английском, французском и немецком языках. Дано три справочных Приложения с таким же количеством терминов более общего применения. Имеются алфавитные указатели.

Ниже приведены все термины, вошедшие в стандарт, и их определения. Термины даны на русском и английском языках.

Термин	Определение
1. Нейтронное излучение Нейтрон Neutron radiation Neutrons	Корпускулярное излучение, возникающее в ядерных реакциях и состоящее из нейтронов
2. Ультрахолодные нейтроны Ultracold neutrons	Нейтроны с энергией меньше $10^{-7}$ эВ
3. Холодные нейтроны Cold neutrons	Нейтроны с энергией меньше $5 \cdot 10^{-3}$ эВ
4. Тепловые нейтроны Thermal neutrons	Нейтроны, находящиеся в термодинамическом равновесии с рассеивающими атомами окружающей среды и обладающие приближенно максвелловским распределением плотности нейтронов по энергии
5. Надтепловые нейтроны Epithermal neutrons	Нейтроны с энергией, выше которой отсутствует термодинамическое равновесие их с рассеивающими атомами окружающей среды и не наблюдается приближенно максвелловское распределение плотности нейтронов по энергии.
	Примечание. На меньшее значение энергии надтепловых нейтронов

Термин	Определение
6. Промежуточные нейтроны <b>Intermediate neutrons</b>	при нормальной температуре окружающей среды лежит в интервале 0,1-0,2 эВ и увеличивается с повышением температуры Нейтроны с энергией в интервале от энергетической границы надтепловых нейтронов до 200 кэВ
7. Быстрые нейтроны <b>Fast neutrons</b>	Нейтроны с энергией от 200 кэВ до 20 МэВ
8. Сверхбыстрые нейтроны <b>Ultrafast neutrons</b>	Нейтроны с энергией более 20 МэВ
9. Подкадмиевые нейтроны <b>Subcadmium neutrons</b>	Нейтроны с энергией менее эффективной граничной энергии кадмия, используемого для экранирования от тепловых нейтронов
10. Надкадмиевые нейтроны <b>Epicadmium neutrons</b>	Нейтроны с энергией более эффективной граничной энергии кадмия, используемого для экранирования от тепловых нейтронов
11. Нейтроны переходной области <b>Joining function neutrons</b>	Нейтроны с энергией в интервале от энергетической границы надтепловых нейтронов, ниже которой наблюдается энергетическое распределение плотности потока нейтронов, соответствующее приближенно максвелловскому распределению плотности нейтронов, до границы, выше которой начинается энергетическое распределение плотности потока нейтронов по закону Ферми
12. Замедляющиеся нейтроны <b>Moderating neutrons</b>	Надтепловые нейтроны, находящиеся в процессе замедления

Термин	Определение
13. Максвелловские нейтроны <b>Maxwell's neutrons</b>	Нейтроны с максвелловским энергетическим распределением плотности нейтронов
14. Фермиевские нейтроны <b>Fermi's neutrons</b>	Нейтроны с энергетическим распределением плотности потока $\frac{I}{k(E)}$ ; где $k(E)$ - энергетическая зависимость замедляющей способности
15. Нейтроны деления <b>Fission neutrons</b>	Нейтроны, испускаемые при делении атомных ядер
16. Запаздывающие нейтроны <b>Delayed neutrons</b>	Нейтроны, испускаемые атомными ядрами в возбужденном состоянии, образующимися в процессе $\beta$ -распада
17. Фотонейтроны <b>Photon neutrons</b>	Нейтроны, испускаемые при взаимодействии фотонов с атомными ядрами
18. Моноэнергетические нейтроны <b>Monoenergetic neutrons</b>	Нейтроны, кинетическая энергия которых одинаковая или принимается условно одинаковой в заданных пределах
19. Немонэнергетические нейтроны <b>Unmonoenergetic neutrons</b>	Нейтроны с различной кинетической энергией
20. Поляризованные нейтроны <b>Polarized neutrons</b>	Нейтроны с определенной ориентацией спинов
21. Диффузное нейтронное излучение <b>Diffusion neutron radiation</b>	Излучение, состоящее из нейтронов, диффундирующих в окружающей среде
22. Направленное нейтронное излучение <b>Directional neutron radiation</b>	Нейтронное излучение с преимущественным направлением движения нейтронов

Термин	Определение
23. Изотропное нейтронное излучение <b>Isotropic neutron radiation</b>	Нейтронное излучение, характеризующееся одинаковой вероятностью движения нейтронов по всем направлениям
24. Анизотропное нейтронное излучение <b>Unisotropic neutron radiation</b>	Нейтронное излучение, характеризующееся различной вероятностью движения нейтронов по отдельным или всем направлениям
25. Источник нейтронов <b>Neutron source</b>	-
26. Изотропный источник нейтронов <b>Isotropic neutron source</b>	Источник, вероятность вылета нейтронов из которого по всем направлениям одинакова
27. Анизотропный источник нейтронов <b>Anisotropic neutron source</b>	Источник, вероятность вылета нейтронов из которого по отдельным или всем направлениям различна
28. Источник нейтронов непрерывного действия <b>Continuous action neutron source</b>	Источник, непрерывно испускающий нейтроны в течение времени наблюдения
29. Импульсный источник нейтронов <b>Impulse neutron source</b>	Источник, испускающий нейтроны в течение одного или многих интервалов времени, каждый из которых меньше времени наблюдения
30. Стабильный источник нейтронов <b>Stable neutron source</b>	Источник, из которого в единицу времени вылетают нейтроны, число которых сохраняется постоянным в требуемых пределах в течение заданного времени наблюдения
31. Нестабильный источник нейтронов <b>Unstable neutron source</b>	Источник, из которого в единицу времени вылетают нейтроны, число которых не сохраняется постоянным в требуемых пределах в течение времени наблюдения

Термин	Определение
32. Плотность нейтронов $n$ Neutron density	<p>Отношение числа нейтронов <math>dN</math> в элементарной сфере объемом <math>dV</math> к этому объему: <math>n = \frac{dN}{dV}</math>.</p> <p>Примечание. 1. Размерность плотности нейтронов: нейтр./м<sup>3</sup> [нейтр./см<sup>3</sup>].</p> <p>2. Плотности нейтронов соответствуют пространственные и временные, дифференциальные и интегральные энергетические и угловые зависимости и величины</p>
33. Поток нейтронов $\Phi$ Neutron flux	<p>Отношение числа нейтронов <math>dN</math>, падающих на данную поверхность за интервал времени <math>dt</math>, к этому интервалу времени <math>\Phi = \frac{dN}{dt}</math>.</p> <p>Примечание. 1. Размерность потока нейтронов: нейтр./с.</p> <p>2. Поток нейтронов соответствуют пространственные и временные, дифференциальные и интегральные энергетические и угловые зависимости и величины</p>
34. Плотность потока нейтронов $\varphi$ Neutron flux density	<p>Отношение потока нейтронов <math>d\Phi</math>, проникающих в объем элементарной сферы, к площади поперечного сечения <math>dS</math> этой сферы: <math>\varphi = \frac{d\Phi}{dS}</math></p> <p>Примечание. 1. Размерность плотности потока нейтронов: нейтр./м<sup>2</sup>.с.) [нейтр./см<sup>2</sup>.с.]</p> <p>2. Плотности потока нейтронов соответствуют пространственные и временные, дифференциальные и интегральные энергетические и угловые зависимости и величины</p>

Термин	Определение
35. Флюенс нейтронов $F$ Neutron fluence	<p>Отношение числа нейтронов <math>dN</math>, проникающих в объем элементарной сферы, к площади поперечного сечения этой сферы <math>dS</math>:</p> $F = \frac{dN}{dS}$
36. Ток нейтронов $\vec{Q}$ Neutron current	<p>Примечание. 1. Размерность флюенса нейтронов: нейтр./м<sup>2</sup> [нейтр./см<sup>2</sup>] 2. Флюенсу нейтронов соответствуют пространственные, дифференциальные и интегральные энергетические и угловые зависимости и величины</p> <p>Векторная величина, скалярное значение которой равно разности числа нейтронов, пересекающих в противоположных направлениях перпендикулярную данному вектору плоскую поверхность за некоторый интервал времени <math>dt</math>, отнесенной к этому интервалу времени.</p> <p>Примечание. 1. Размерность тока нейтронов: нейтр./с. 2. Току нейтронов соответствует пространственные и временные, дифференциальные и интегральные энергетические зависимости и величины, например ток нейтронов в интервале телесного угла от 0 до <math>4\pi</math>:</p> $\vec{Q} = \int_0^{4\pi} \vec{f}(\vec{\Omega}) \vec{\Omega} d\Omega,$ <p>где <math>\vec{\Omega}</math> - единичный вектор,  <math>\vec{f}(\vec{\Omega})</math> нейтр./с.ср.) - дифференциальная угловая зависимость потока нейтронов</p>

Термин	Определение
37. Плотность тока нейтронов $\vec{j}$ Neutron current density	<p>Векторная величина, скалярное значение которой равно разности числа нейтронов, пересекающих в противоположных направлениях за интервал времени <math>dt</math> перпендикулярную данному вектору плоскую поверхность площадью <math>dS</math>, отнесенной к площади этой поверхности и к этому интервалу времени.</p> <p>Примечание. 1. Размерность плотности тока нейтронов: нейтр./(<math>m^2 \cdot c</math>) [нейтр./(<math>cm^2 \cdot c</math>)]. 2. Плотности тока нейтронов соответствуют пространственные и временные, дифференциальные и интегральные энергетические зависимости и величины, например, плотность тока нейтронов в интервале телесного угла от 0 до <math>4\pi</math>:</p> $\vec{J} = \int_0^{4\pi} \varphi(\vec{\Omega}) \vec{\Omega} d\Omega,$ <p>где <math>\varphi(\vec{\Omega})</math> (нейтр./(<math>m^2 \cdot c \cdot sr</math>)) [нейтр./(<math>cm^2 \cdot c \cdot sr</math>)] - дифференциальная угловая зависимость плотности потока нейтронов</p>
38. Выход нейтронов $\gamma$ Neutron yield	<p>Число нейтронов, испускаемых источником за пределы его оболочки в течение заданного интервала времени.</p> <p>Примечание. Размерность выхода нейтронов: нейтр.</p>
39. Поле плотности потока нейтронов поле нейтронов Neutron flux field Neutron field	<p>Область пространства, каждой точке которой поставлено в соответствие значение плотности потока нейтронов</p>

## Справочное приложение I

Термин	Определение
Г. Поле Field	Область пространства, каждой точке которой поставлена в соответствие физическая величина, скаляр или вектор



## Справочное приложение 2

Наиболее часто используемые в практике измерений зависимости и соответствующие им величины, характеризующие излучение и источники нейтронов

Зависимость при переменных значениях аргументов или величина при постоянных значениях аргументов		Наименование	
обозначение	размерность	зависимость	величина
$n$	нейтр./м <sup>3</sup> [нейтр./см <sup>3</sup> ]	-	Плотность нейтронов
$n(E)$	нейтр./м <sup>3</sup> .Дж [нейтр./см <sup>3</sup> .эВ]	Дифференциальная энергетическая зависимость плотности нейтронов	Дифференциальная энергетическая плотность нейтронов
$n(\vec{r})$	нейтр./м <sup>3</sup> [нейтр./см <sup>3</sup> ]	Пространственная зависимость плотности нейтронов	Плотность нейтронов в точке $\vec{r}$
$n(t)$	То же	Временная зависимость плотности нейтронов	Плотность нейтронов в момент времени $t$
$\Phi$	нейтр./с	-	Поток нейтронов
$\Phi(E)$	нейтр./с.Дж [нейтр./с.эВ]	Дифференциальная энергетическая зависимость потока нейтронов	Дифференциальный энергетический поток нейтронов
$\Phi(E)$ <sub>E</sub>	нейтр./с	Интегральная энергетическая зависимость потока нейтронов с энергией больше E: $\Phi_{>E}(E) = \int_E^{\infty} \Phi(E) dE$ Интегральная зависимость потока нейтронов	Интегральный энергетический поток нейтронов с энергией больше E: Интегральный поток нейтронов

I Обозначения и наименования аргументов:  $\vec{r}$  - радиус-вектор;  $t$  - время; E - энергия. Величина E представляет собой аргумент, по которому соответствующие зависимости и величины являются дифференциальными и интегральными.

Продолжение

Зависимость при переменных значениях аргументов или величина при постоянных значениях аргументов		Наименование	
обозначение	размерность	зависимость	величина
$\Phi(\vec{r})$	нейтр./с	Пространственная зависимость потока нейтронов	Поток нейтронов в точке $\vec{r}$
$\Phi(t)$	нейтр./с	Временная зависимость потока нейтронов	Поток нейтронов в момент времени $t$
$\varphi$	нейтр./( $\text{м}^3 \cdot \text{с}$ ) [нейтр./( $\text{см}^3 \cdot \text{с}$ )]	-	Плотность потока нейтронов
$\varphi(E)$	нейтр./( $\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Дж}$ ) [нейтр./( $\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{эВ}$ )]	Дифференциальная энергетическая зависимость плотности потока нейтронов	Дифференциальная энергетическая плотность потока нейтронов
$\varphi_E(E)$	нейтр./( $\text{м}^2 \cdot \text{с}$ ) [нейтр./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ )]	Интегральная энергетическая зависимость плотности потока нейтронов с энергией больше $E$ : $\varphi_E(E) = \int_E^{\infty} \varphi(E) dE$	Интегральная энергетическая плотность потока нейтронов с энергией больше $E$
$\varphi(\vec{r})$	то же	Пространственная зависимость плотности потока нейтронов	Плотность потока нейтронов в точке $\vec{r}$
$\varphi(t)$	То же	Временная зависимость плотности потока нейтронов	Плотность потока нейтронов в момент времени $t$
$\Gamma$	нейтр./ $\text{м}^2$ [нейтр./ $\text{см}^2$ ]	-	Флюенс нейтронов

Зависимость при переменных значениях аргументов или величина при постоянных значениях аргументов		Наименование	
обозначение	размерность	зависимость	величина
$F(E)$	нейтр./( $m^2 \cdot Дж$ ) [нейтр./( $cm^2 \cdot эВ$ )]	Дифференциальная энергетическая зависимость флюенса нейтронов	Дифференциальный энергетический флюенс нейтронов
$F_{>E}(E)$	нейтр./ $m^2$ [нейтр./ $cm^2$ ]	Интегральная энергетическая зависимость флюенса нейтронов с энергией больше $E$ $E:$ $F_{>E}(E) = \int_E^{\infty} F(E) dE$	Интегральный энергетический флюенс нейтронов с энергией больше $E$
$F(\vec{\ell})$	То же	Пространственная зависимость флюенса нейтронов	Флюенс нейтронов в точке $\vec{\ell}$

Примеры построения и записи терминов многомерных зависимостей и соответствующие им величины, характеризующие излучение и источники нейтронов

Зависимость при переменных значениях аргументов или величина при постоянных значениях аргументов <sup>1</sup>		Наименование <sup>2</sup>	
обозначение	размерность	зависимость	величина
$\psi(\vec{r}, t; E, \Omega)$	нейтр./( $m^2 \cdot c \cdot Дж \cdot ср$ ) [нейтр./( $cm^2 \cdot c \cdot эВ \cdot ср$ )]	Пространственно-временная дифференциальная энергетическо-угловая зависимость плотности потока нейтронов	Пространственно-временная дифференциальная энергетическо-угловая плотность потока нейтронов
$\psi(\vec{r}; E)$	нейтр./( $m^2 \cdot c \cdot Дж$ ) [нейтр./( $cm^2 \cdot c \cdot эВ$ )]	Пространственная дифференциальная энергетическая зависимость плотности потока нейтронов	Пространственная дифференциальная энергетическая плотность потока нейтронов
$\psi_E(t; E)$	нейтр./( $m^2 \cdot c \cdot Дж$ ) [нейтр./( $cm^2 \cdot c \cdot эВ$ )]	Временная интегральная энергетическая зависимость плотности потока нейтронов с энергией больше E	Временная интегральная энергетическая плотность потока нейтронов с энергией больше E

<sup>1</sup> Величины E и  $\Omega$  суть аргументы, по которым соответствующие зависимости и величины являются дифференциальными или интегральными.

<sup>2</sup> Слова "пространственный" и "временной" поставлены перед словами "дифференциальный" и "интегральный", так как соответствующие зависимости не являются дифференциальными и интегральными по координатам и времени.



**ГОСУДАРСТВЕННЫЙ СТАНДАРТ  
СОЮЗА ССР**

---

**ГОСУДАРСТВЕННАЯ СИСТЕМА ОБЕСПЕЧЕНИЯ  
ЕДИНСТВА ИЗМЕРЕНИЙ**

**ГОСУДАРСТВЕННЫЙ СПЕЦИАЛЬНЫЙ  
ЭТАЛОН И ОБЩЕСОЮЗНАЯ  
ПОВЕРОЧНАЯ СХЕМА ДЛЯ СРЕДСТВ  
ИЗМЕРЕНИЙ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА  
НЕЙТРОНОВ НА ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ  
УСТАНОВКАХ**

**ГОСТ 8.105—74**

**Издание официальное**

Цена 3 коп.

**ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ  
СОВЕТА МИНИСТРОВ СССР**

**Москва**

**РАЗРАБОТАН** Всесоюзным научно-исследовательским институтом физико-технических и радиотехнических измерений Госстандарта СССР (ВНИИФТРИ)

Директор Коробов В. К.  
Руководитель темы Васильев Р. Д.  
Исполнитель Ярына В. П.

**ВНЕСЕН** Управлением метрологии Госстандарта СССР

Начальник Управления Горелов Л. К.

**ПОДГОТОВЛЕН К УТВЕРЖДЕНИЮ** Всесоюзным научно-исследовательским институтом метрологической службы Госстандарта СССР (ВНИИМС)

Директор Закс Л. М.

**УТВЕРЖДЕН И ВВЕДЕН В ДЕЙСТВИЕ** Постановлением Государственного комитета стандартов Совета Министров СССР 8 января 1974 г. № 40

Государственная система обеспечения  
единства измерений

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ СПЕЦИАЛЬНЫЙ ЭТАЛОН  
И ОБЩЕСОЮЗНАЯ ПОВЕРОЧНАЯ СХЕМА  
ДЛЯ СРЕДСТВ ИЗМЕРЕНИЙ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА  
НЕЙТРОНОВ НА ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ УСТАНОВКАХ

ГОСТ  
8.105—74

State system for ensuring the uniformity of  
measurements. State special standard and all-union  
verification schedule for means measuring  
neutron flux density at nuclear installations

Постановлением Государственного комитета стандартов Совета Министров СССР  
от 8 января 1974 г. № 40 срок действия установлен

с 01.01 1975 г.  
до 01.01 1980 г.

Настоящий стандарт распространяется на государственный специальный эталон и общесоюзную поверочную схему для средств измерений плотности потока нейтронов на реакторах, критических стендах, ускорителях и других ядерно-физических установках и устанавливает назначение государственного специального эталона единицы плотности потока нейтронов—нейтрона на квадратный метр в секунду (нейтр./ $(с \cdot м^2)$ ), комплекс основных средств измерений, входящих в его состав, основные метрологические параметры эталона и порядок передачи размера единицы плотности потока нейтронов от специального эталона при помощи образцовых средств измерений рабочим средствам измерений с указанием погрешностей и основных методов поверки.

## 1. ЭТАЛОН

1.1. Государственный специальный эталон предназначен для воспроизведения и хранения единицы плотности потока тепловых нейтронов и нейтронов с энергией  $14,5 \pm 0,1$  МэВ и передачи ее размера при помощи образцовых средств измерений рабочим средствам измерений плотности потока нейтронов от  $10^9$  до  $10^{18}$  нейтр./ $(с \cdot м^2)$  с энергией от тепловой до 20 МэВ, применяемым в народном хозяйстве СССР с целью обеспечения единства измерений в стране.

Издание официальное

Перепечатка воспрещена



© Издательство стандартов, 1974

1.2. В основу измерений плотности потока нейтронов на ядерно-физических установках, выполняемых в СССР, должна быть положена единица, воспроизводимая государственным специальным эталоном.

1.3. Государственный специальный эталон единицы плотности потока нейтронов состоит из комплекса следующих средств измерений:

- источник тепловых нейтронов;
- источник нейтронов с энергией 14,5 МэВ;
- набор образцов нейтронно-активационных веществ;
- аппаратура для измерения наведенной активности образцов;
- аппаратура для регистрации альфа-частиц, сопутствующих реакции получения нейтронов с энергией 14,5 МэВ.

1.4. Диапазон воспроизводимых эталоном значений плотности потока нейтронов составляет от  $10^8$  до  $10^{11}$  нейтр./ $(с \cdot м^2)$  для диффузного излучения тепловых нейтронов и направленного нейтронного излучения с энергией 14,5 МэВ и  $10^6$ — $10^9$  нейтр./ $(с \cdot м^2)$  для направленного излучения тепловых нейтронов.

1.5. Государственный специальный эталон обеспечивает воспроизведение единицы со средним квадратическим отклонением результата измерений ( $S_0$ ), не превышающим  $0,5 \cdot 10^{-2}$  для тепловых нейтронов и  $0,3 \cdot 10^{-2}$  для нейтронов с энергией 14,5 МэВ при неисключенной систематической погрешности ( $\Theta_0$ ), не превышающей  $0,7 \cdot 10^{-2}$  для тепловых нейтронов и  $0,5 \cdot 10^{-2}$  для нейтронов с энергией 14,5 МэВ.

1.6. Для обеспечения воспроизведения единицы плотности потока нейтронов с указанной точностью должны соблюдаться правила хранения и применения эталона, утвержденные в установленном порядке.

1.7. Государственный специальный эталон применяется для аттестации и поверки образцовых и рабочих средств измерений методом прямых или косвенных измерений или сличения при помощи компаратора.

## 2. ОБРАЗЦОВЫЕ СРЕДСТВА ИЗМЕРЕНИЙ

2.1. Образцовые средства измерений, заимствованные из других поверочных схем

2.1.1. Образцовые средства измерений, заимствованные из общесоюзных поверочных схем для средств измерений массы, времени, активности нуклидов и др., используются для метрологической аттестации стандартных образцов нейтронно-активационных и делящихся веществ, применяемых для измерений плотности потока нейтронов на ядерно-физических установках, и объединены в измерительный комплекс для аттестации стандартных образцов веществ.



2.2. Образцовые средства измерений 1-го разряда

2.2.1. В качестве образцовых средств измерений 1-го разряда применяются стандартные образцы нейтронно-активационных и делящихся веществ.

2.2.2. Стандартные образцы нейтронно-активационных и делящихся веществ обеспечивают измерения плотности потока нейтронов на ядерно-физических установках в диапазоне энергий нейтронов от тепловой до 20 МэВ и в диапазоне значений плотности потока нейтронов от  $10^9$  до  $10^{18}$  нейтр./ $(с \cdot м^2)$ .

2.2.3. Погрешность образцовых средств измерений 1-го разряда при доверительной вероятности 95% составляет от 2 до 20% в зависимости от энергии нейтронов и значений плотности потока нейтронов.

2.2.4. Метрологическая аттестация стандартных образцов веществ выполняется при помощи государственного специального эталона и измерительного комплекса для аттестации стандартных образцов.

Основными аттестуемыми характеристиками являются число ядер изотопа-мишени в образце и значения ядерно-физических констант, необходимых для расчета плотности потока нейтронов.

2.3. Образцовые средства измерений 2-го разряда

2.3.1. В качестве образцовых средств измерений 2-го разряда применяются образцовые источники нейтронов, создаваемые на основе ядерно-физических установок.

2.3.2. Образцовые источники нейтронов применяются для проверки и градуировки рабочих средств измерений методом прямых измерений.

2.3.3. Размер единицы плотности потока нейтронов для образцовых источников нейтронов устанавливается на основании результатов их метрологической аттестации с применением стандартных образцов веществ методом косвенных или совместных измерений.

Допускается использование других средств и методов, прошедших метрологическую экспертизу в установленном порядке.

2.3.4. Погрешность образцовых средств измерений 2-го разряда при доверительной вероятности 95% составляет от 2 до 15% в зависимости от энергии нейтронов.

2.3.5. Контроль за правильностью воспроизведения размера единицы плотности потока нейтронов образцовыми источниками осуществляется сличением образцовых источников с государственным специальным эталоном.

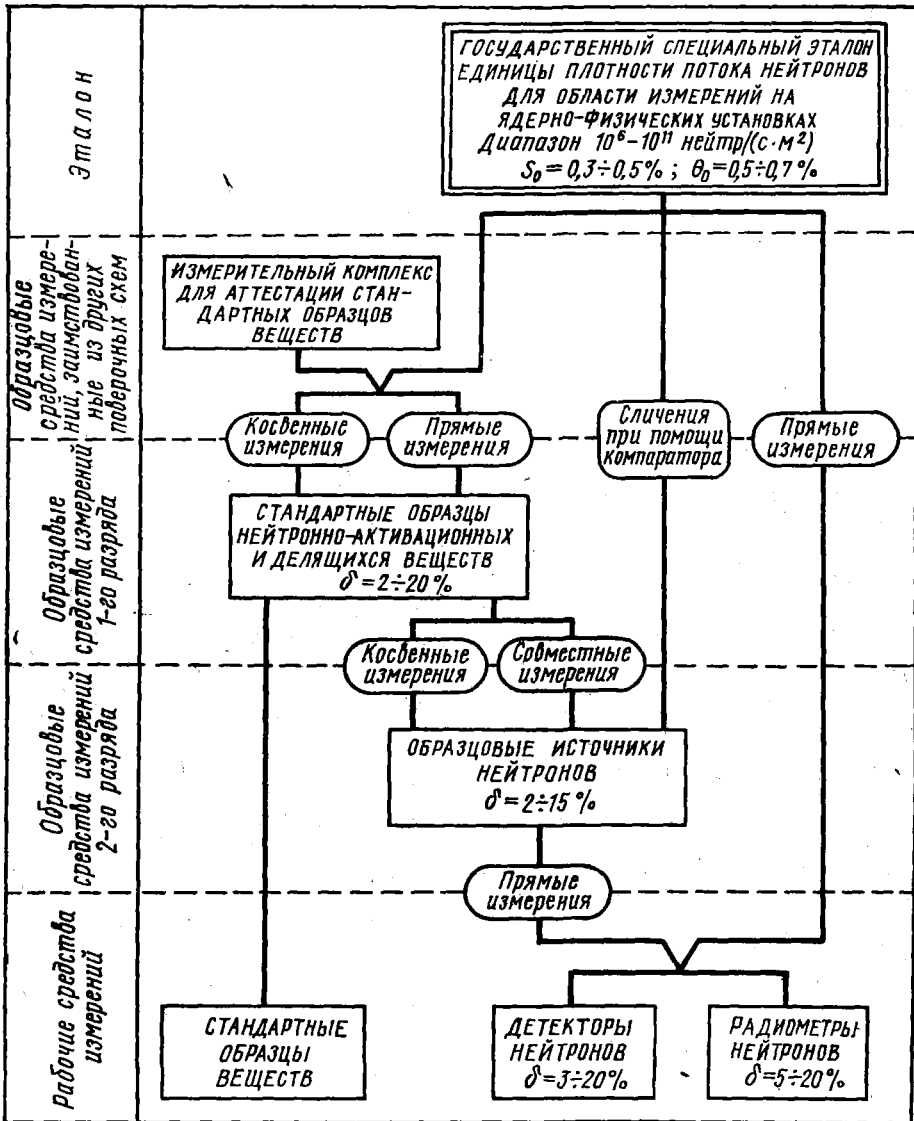
### 3. РАБОЧИЕ СРЕДСТВА ИЗМЕРЕНИЙ

3.1. В качестве рабочих средств измерений применяются стандартные образцы веществ, детекторы и радиометры нейтронов, отградуированные по эффективности регистрации нейтронов или в единицах плотности потока нейтронов.

3.2. Погрешность рабочих средств измерений при доверительной вероятности 95% составляет от 3 до 20% для детекторов и от 5 до 20% для радиометров нейтронов.

3.3. В обоснованных случаях стационарные детекторы и радиометры могут градуироваться непосредственно на установках.

Общесоюзная поверочная схема для средств измерений плотности потока нейтронов на ядерно-физических установках



Редактор *Л. А. Бурмистрова*  
Технический редактор *Н. С. Матвеева*  
Корректор *Т. А. Камнева*

Сдано в наб. 21.01.74

Подп. в печ. 12.03.74

0,5 п. л.

Тир. 10000

---

Издательство стандартов. Москва, Д-22, Новопресненский пер., 3  
Тип. «Московский печатник». Москва, Лялин пер., 6. Зак. 267

**МЕТРОЛОГИЯ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА  
РЕАКТОРАХ И УСКОРИТЕЛЯХ**

**Труды II Всесоюзного совещания**

**Том II**

**Редактор Т.С.Ефреева  
Корректор Я.В.Буличева**

---

**Т14849 Издательский сектор ВНИИФТРИ**  
Подписано в печать 9 сентября 1974г 8,65 уч.-изд.л.  
Тираж 700 экз. Цена 93 коп.

---

**Ротапринт ВНИИФТРИ. Заказ № 45 / 1156**

Цѣна 98 коп.