

родности (например, размера дефекта), но и вероятности появления неоднородности в некоторой точке области ее возможного возникновения.

Предположим, что по результатам эксперимента или расчета установлены среднее число дефектов  $i$ -го типа в твэле  $N_i$  и функция распределения параметра дефекта  $F(x_i)$ . Полагая, что появление отдельных дефектов — независимое событие, и используя теорию экстремальных значений [2], определим плотность распределения максимального значения параметра:

$$\mathcal{F}(x_i) = N_i [F(x_i)]^{N_i - 1} \varphi(x_i), \quad (1)$$

где  $\varphi(x_i) = F'(x_i)$ . Тогда плотность распределения максимального отклонения температуры  $\Delta T_i$ , вызываемого дефектом с параметром  $x_i$ , выразится соотношением

$$\varphi(\Delta T_i) = \mathcal{F}[f^{-1}(\Delta T_i)] \frac{\partial f^{-1}(\Delta T_i)}{\partial(\Delta T_i)}, \quad (2)$$

где  $f^{-1}(\Delta T_i)$  — функция, обратная  $\Delta T_i = f(x_i)$ . Плотности распределения  $\varphi(\Delta T_i)$  соответствует функция распределения  $F(\Delta T_i)$ , которая, по определению, есть вероятность того, что отклонение температуры, вызванное дефектом с параметром  $x_i$ , является наибольшим.

В реальных условиях работы твэла температура определяется также режимом работы реактора, длительностью кампании, координатами расчетной зоны. Полученная функция распределения относится к расчетной зоне, в пределах которой эти факторы остаются или предполагаются постоянными.

В инженерных расчетах часто необходимо оценить, насколько опасно образование в данной области  $k$ -дефектов при условии их аддитивного воздействия на возмущение температурного поля. Такое событие можно учесть, заменяя параметр  $N_i$  на число сочетаний из  $N_i$  по  $k$  —  $C_{N_i}^k$ ; тогда под  $x_i$  будет пониматься параметр дефекта, большего любых  $k$ -дефектов при условии их слияния.

При малой вероятности появления отдельного дефекта вероятность возникновения  $k$ -дефектов в расчетной зоне можно оценить по закону Пуассона [4]:

$$P(N_i, v) = (1/k!) [N_i(v/V)]^k \exp[-N_i(v/V)],$$

где  $v$  — размер расчетной зоны,  $V$  — размер области возможного возникновения дефектов.

Тогда функция распределения  $F(\Delta T_i, v) = P(\Delta T_i) P(N_i, v)$  определяет вероятность реализации максимально возможного перегрева в расчетной зоне в случае попадания в нее с вероятностью  $P(N_i, v)$   $k$ -дефектов. Если в расчетной зоне возможно появление

нескольких типов дефектов, то определяется свертка соответствующих законов распределения.

Изложенная методика определения статистического температурного отклонения применялась при расчете твэла, имеющего пустоты в топливной композиции. В результате обработки экспериментальных данных установлен равновероятный закон пространственного и экспоненциальный закон параметрического распределений. Последний имеет вид  $\varphi_0(x_i) = \lambda \exp(-\lambda x_i)$ , причем  $\lambda = 1/\bar{x}$ , где  $\bar{x}$  — средний размер дефекта. Полагая, что размер минимального дефекта равен

нулю, и выполняя нормировку  $\int_0^{x_{\max}} \varphi_0(x_i) dx_i = 1$ ,

получаем исходное выражение для  $\varphi(x_i)$ . Далее, последовательно применяя формулы (1) и (2), получаем следующее выражение для плотности распределения  $\varphi(\Delta T_i, v)$ :

$$\begin{aligned} \varphi(\Delta T_i, v) &= P(N_i, v) \times \\ &\times \frac{N_i [1 - \exp(-\Delta T_i/\Delta T_c)]^{N_i - 1}}{\Delta T_c [1 - \exp(-\Delta T_{\max}/\Delta T_c)]^{N_i}} \exp(-\Delta T_i/\Delta T_c), \end{aligned}$$

где  $\Delta T_{\max}$  и  $\Delta T_c$  — отклонения температуры, обусловленные максимальным и средним дефектами соответственно.

Помимо учета статистического отклонения температуры  $\delta T$ , номинальную температуру необходимо корректировать на значение систематической поправки

$M(\Delta T_i, v) = \int_0^{\Delta T_{\max}} \varphi(\Delta T_i, v) \Delta T_i d(\Delta T_i)$ , что является следствием несимметричности экспоненциального закона распределения.

В результате расчетов обнаружена существенная зависимость итогового статистического отклонения температуры  $\delta T_{\Sigma} = \delta T + M(\Delta T_i, v)$  от размера расчетной зоны и числа дефектов.

Уменьшение статистического отклонения температуры, рассчитанного по методике [1], при учете вероятностного характера пространственного распределения дефектов достигает 50% для  $N_i = 20$  и  $v/V = 0,05$ , при  $N_i < 10$  уменьшение особенно заметно.

Поступило в Редакцию 25/1 1977 г.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Клеин А. И. Инженерные вероятностные расчеты при проектировании ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1973.
2. Гумбель Э. Статистика экстремальных значений. М., «Мир», 1965.

УДК 539.172.4

## Сечения реакций типа $(n, p)$ в максимуме функции возбуждения

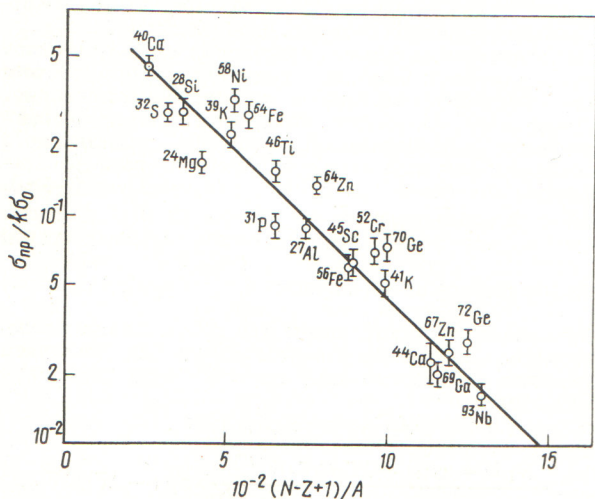
ТРОФИМОВ Ю. Н.

Ранее [1, 2] были найдены эмпирические уравнения, которые хорошо предсказывают абсолютные сечения реакции  $(n, p)$  при энергии нейтронов 14,5 МэВ. В настоящей работе приведено соотношение, которое позволяет оценить максимумы сечений реакции  $(n, p)$ :

$$\sigma_{np}^{\max} = 1,9 \lambda r_0^2 (A^{1/3} + 1)^2 \exp[-30,9(N - Z + 1)/A],$$

где  $r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13}$  см;  $N$  и  $Z$  — число нейтронов и протонов в ядре мишени соответственно;  $A$  — массовое число ядра мишени.

Особенность приведенного соотношения состоит в том, что с его помощью можно рассчитать максимумы сечений реакций  $(n, p)$  и для ядер с симметричным содержанием нуклонов, т. е. при  $N - Z = 0$ . Как



Рассчитанная по формуле [1] зависимость  $\ln(\sigma_{np}^{\text{макс}}/k\sigma_0)$  от  $(N - Z + 1)/A$ ;  $\circ$  — экспериментальные значения максимумов функций возбуждения в реакциях  $(n, p)$

правило, эти ядра ( $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{32}\text{S}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{24}\text{Mg}$  и др.) имеют большое сечение реакции  $(n, p)$  в максимуме и не поддаются расчету в эмпирических формулах, где рассматривается экспоненциальная зависимость максимума сечения реакции  $(n, p)$  от фактора нейтронного избытка вида  $(N - Z)/A$ .

На рисунке в полулогарифмическом масштабе приведена зависимость отношения  $\sigma_{np}^{\text{макс}}/k\sigma_0$  от коэффициента  $(N - Z + 1)/A$  для реакций  $(n, p)$ , имеющих максимум. Там же представлены экспериментальные значения максимумов функций возбуждения реакций  $(n, p)$  по данным компиляций [3, 4]. Эти же значения приведены в таблице (вторая графа) наряду с расчетом по приведенной формуле (третья графа). В половине

Сечения реакции  $(n, p)$  в максимуме функции возбуждения, мб

Нуклид	Эксперимент	Расчет	Нуклид	Эксперимент	Расчет
$^{24}\text{Mg}$	$220 \pm 15$	355	$^{54}\text{Fe}$	$550 \pm 50$	350
$^{27}\text{Al}$	$120 \pm 15$	136	$^{56}\text{Fe}$	$126 \pm 10$	126
$^{28}\text{Si}$	$400 \pm 60$	461	$^{58}\text{Ni}$	$650 \pm 70$	409
$^{31}\text{P}$	$140 \pm 15$	199	$^{60}\text{Ni}$	$140 \pm 10$	157
$^{32}\text{S}$	$420 \pm 30$	566	$^{64}\text{Zn}$	$300 \pm 10$	191
$^{39}\text{K}$	$380 \pm 50$	337	$^{67}\text{Zn}$	$58 \pm 6$	55
$^{40}\text{Ca}$	$750 \pm 100$	770	$^{69}\text{Ga}$	$45 \pm 5$	61
$^{42}\text{Ca}$	$170 \pm 30$	188	$^{70}\text{Ge}$	$170 \pm 25$	102
$^{44}\text{Ca}$	$44 \pm 8$	52	$^{72}\text{Ge}$	$68 \pm 15$	48
$^{45}\text{Sc}$	$114 \pm 10$	114	$^{75}\text{As}$	$20 \pm 7$	37
$^{46}\text{Ti}$	$284 \pm 30$	238	$^{93}\text{Nb}$	$45 \pm 5$	48
$^{52}\text{Cr}$	$135 \pm 15$	98			

случаев наблюдается полное совпадение (с учетом экспериментального разброса), а в остальных случаях расхождение составляет от 4% для  $^{60}\text{Ni}$  до 37% для  $^{75}\text{As}$ . Только для  $^{24}\text{Mg}$  отклонение достигает 51%, но здесь, как и у более легких элементов, могут влиять резонансные эффекты.

Поступило в Редакцию 15/II 1977 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Gardner D., Rosenblum S. «Nucl. Phys.», 1967, v. A96, p. 121.
- Левковский В. Н. «Ядерная физика», 1973, т. 18, вып. 4, с. 705.
- Alley W., Lessjer R. «Nucl. Data Tables», 1973, v. A11, N 8—9.
- Schett A. e.a. Compilation of Threshold Reaction Neutron Cross Sections. EAND 95U. Saclay, 1974.

УДК 621.039.519.22

Исследование спектра нейтронов в широком энергетическом диапазоне на критической сборке

БАНКРАШКОВА М. Я., БОГОМОЛОВ В. Н., ГАЛЬЦОВ В. С., ГУРИН В. Н., ДМИТРИЕВА В. С., ЗАХАРКИН И. И., ИЛЯСОВА Г. А., КУЗНЕЦОВ В. А., СОМОВ И. Е., ЧЕРНОВ Л. А.

Исследование энергетических спектров нейтронов является актуальной задачей реакторной физики. Для успешного решения вопросов, связанных с проектированием энергетического реактора, необходимо хорошо знать спектр нейтронов во всем энергетическом диапазоне.

В настоящей работе приведены результаты расчетно-экспериментального исследования спектра нейтронов в уран-гидридциркониевой системе. Основная цель работы — отработка комплекса экспериментальных методов применительно к критической сборке и проверке трех программ расчета спектров путем сравнения их результатов с опытными данными. Измерения спектров

проведены на стенде ПФ-4 [1] методами времени пролета и протонов отдачи.

Для измерения низкоэнергетической части спектра до энергии 1 кэВ применяли метод времени пролета с использованием импульсного нейтронного генератора (ИНГ) и быстрого механического селектора (БМС). Источником нейтронов ИНГ служила реакция ускоренных до энергии 300 кэВ дейтронов с ядрами трития, содержащимися в мишени. Импульсный нейтронный генератор работал с частотой 100 Гц, при длительности импульса 10 мкс и интенсивности  $10^9$  нейтр./с. При измерении спектра нейтронов подкритическая сборка (умножение  $\sim 15$ ) облучалась ИНГ, а пучок нейтронов