

изменение реактивности при выдвигении которых максимально. Тогда при изменении  $a$  и  $b$  с сохранением критического состояния системы знак и значение смешанной производной  $(\partial/\partial b)$   $(\partial\rho/\partial a)$  и соответственно поправки  $\Delta\rho$  (3) определяются знаком и значением разности между отношением площадей поперечного сечения подвижных кассет и всей активной зоны  $S_{п.к}/S_{a.з}$  и его оптимальным значением  $(S_{п.к}/S_{a.з})_{\text{опт}}$ .

Экспериментальная процедура в критических опытах состояла в измерении реактивности при малых отклонениях  $a$  от критического значения, при этом  $a$  изменялось вариацией параметров  $b$  или  $c$ . В первом случае измерения проводили при трех вариантах количества перемещаемых кассет, близком к оптимальному, большем и меньшем его; во втором — при двух значениях  $b$ . Значения  $\rho_{\Sigma}$  (2), приписываемые активной зоне некоторого радиуса (рис. 1), получали интегрированием кривых  $\partial\rho/\partial a$  в пределах от критического значения  $a$  (для неотравленной активной зоны данного радиуса) до его значения, соответствующего полному совмещению двух частей активной зоны. В подкритических экспериментах при вариации  $b$  ( $S_{п.к} = 0$ ) для двух значений  $c$  реактивность  $\rho_{\alpha}$  определяли по методу Симмонса — Кинга [4] с расчетно-экспериментальной поправкой на зависимость времени генерации нейтронов от радиуса активной зоны.

Расчеты  $k_{\text{эф}}$  в диапазоне изменения  $a$ ,  $b$  и  $c$  проводили в двухгрупповом диффузионном приближении. Макроскопические параметры сред получали с помощью программы гомогенизации решетки, использующей четырехгрупповое представление спектра нейтронов с универсальными константами в области замедления до резонансной энергии и рассматривающей термализацию в модифицированном приближении одноатомного газа. Диапазон изменения параметров при двумерных расчетах выбирал полностью адекватным экспериментальному, что позволило определить расчетные значения  $\rho_{\Sigma}$  (2) так же, как в опытах, т. е. интегрированием дифференциальной реактивности по параметру  $a$ . Аналогично рассчитывали  $\rho_{\alpha}$  (4) при экспериментальных значениях  $b$  и  $c$ . Из этих результатов и расчетных значений избыточной реактивности активных зон данного радиуса  $\rho_0$  ( $R$ ) определяли расчетные поправки  $\Delta\rho$  (3), (5). Запасы реактивности, полученные суммированием экспериментальных значений  $\rho_{\Sigma}$ ,  $\rho_{\alpha}$  и расчетных поправок  $\Delta\rho$ , сравниваются с рассчитанными значениями  $\rho_0$  на рис. 2. Как видно, определенные экспериментальные значения интегральной реактивности, отличающиеся для активных зон одного и того же радиуса в зависимости от метода измерения до 40% (см. рис. 1), при введении расчетных поправок преобразуются в значения запаса реактивности, совпадающие в пределах экспериментальных погрешностей. Различие экспериментальных и расчетных значений большого запаса реактивности сравнимо с характерной для малогрупповых методов погрешностью расчета  $k_{\text{эф}}$  урановых реакторов ( $\sim 4 \cdot 10^{-2}$ ).

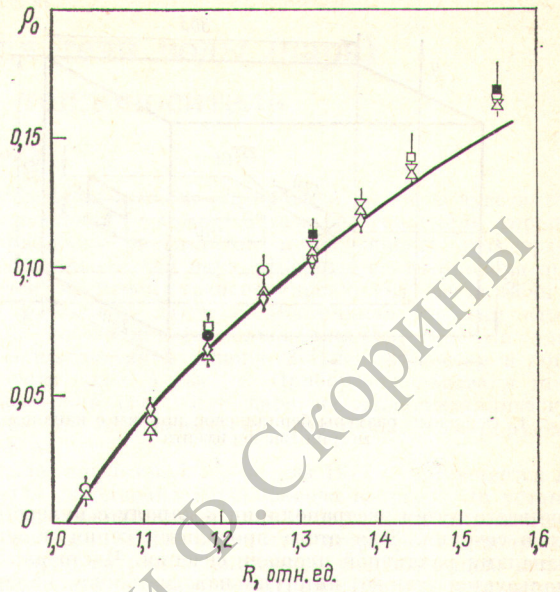


Рис. 2. Зависимость запаса реактивности от радиуса активной зоны (— — расчет; обозначения те же)

Таким образом, расчет  $k_{\text{эф}}$  для состояний реактора, адекватных реализуемым в эксперименте, позволяет практически полностью устранить трудности, связанные с интерпретацией результатов измерений больших реактивностей, и при необходимости получить корректное значение запаса реактивности.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дидейкин Т. С., Шишин Б. П. «Атомная энергия», 1970, т. 29, вып. 3, с. 215.
2. Шулепин В. С., Матвеев И. П. «Атомная энергия», 1970, т. 28, вып. 4, с. 355.
3. Бать Г. А., Трухачев Н. М., Федулов М. В. В кн.: Физика ядерных реакторов. Сб. статей МИФИ. Вып. 1. М., Атомиздат, 1968, с. 129.
4. Simmons B., King J. «Nucl. Sci. Engng», 1958, v. 3, p. 595.

Поступило в Редакцию 08.01.79

УДК 621.039.562.24

## Экспериментальное изучение влияния выводного канала на распределение плотности нейтронов в бериллии

БОГОМОЛОВ В. Н., ГАЛЬЦОВ В. С., ЗАХАРКИН И. И., ПРОКУДИН П. П.

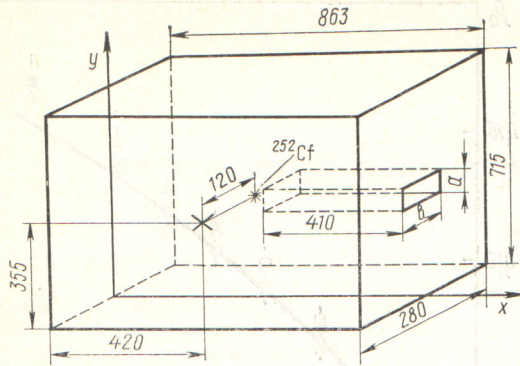
При проведении многих нейтронно-физических экспериментов, в частности облучения образцов различных материалов потоком нейтронов, в излучающей системе необходимо иметь полость для размещения образца или вывода пучка нейтронов.

Выводной канал, вызывая анизотропию физических свойств среды, приводит к возмущению пространственно-

энергетических распределений нейтронов в системе. Возмущение, естественно, определяющим образом зависит от соотношений размеров канала и изучаемого ансамбля, формы сечения канала, а также от значения и направления градиентов плотности нейтронов.

Экспериментально возмущающее искажение, вызываемое выводным каналом, изучается для конкретных систем





Р и с. 1. Основные размеры бериллиевой призмы с каналом и геометрия эксперимента

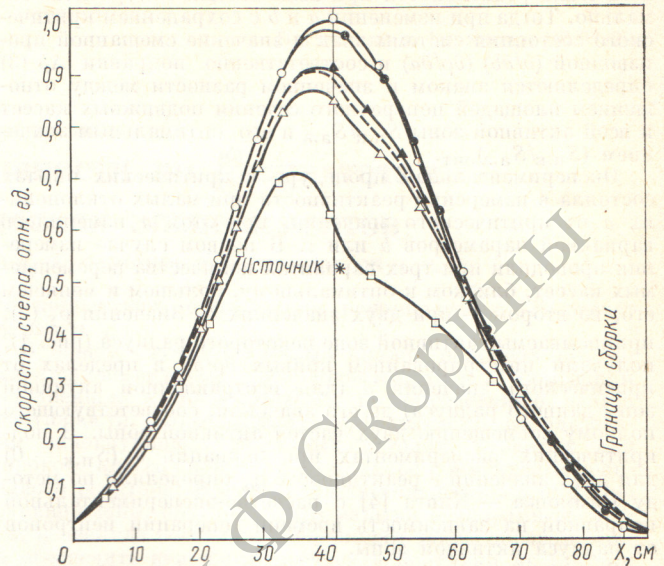
чаще всего путем экстраполяции к каналу с нулевой площадью сечения. Для этого проводится серия измерений с каналами различной площади сечения. Часто для этого используется также интегральная методика измерения энергетического спектра нейтронов, когда с помощью активируемых индикаторов измеряется пространственно-энергетическое распределение нейтронов в исследуемом ансамбле с каналом и без него. В обоих способах получают энергетическую зависимость поправки для конкретных условий.

В общем случае выводной канал вызывает возмущение пространственно-энергетического распределения плотности потока нейтронов. Однако если пространственная зависимость энергетического спектра нейтронов невелика или отсутствует, то возмущение, вызываемое каналом, не содержит энергетической зависимости и сводится к изменению абсолютного распределения плотности нейтронов в окрестности канала. Именно такой вид возмущений обычно встречается в системах с кристаллическими замедлителями (графит, бериллий, окись бериллия). Это происходит вследствие относительно слабой энергетической зависимости транспортного сечения материалов для тепловых нейтронов от энергии, превышающей порог брэгговской границы. Для указанных замедлителей область, где нерегулярности в ходе  $\sigma_{tr}$  незначительны, начинается с энергии  $\sim 0,03$  эВ.

Доля нейтронов, на которой проявилось отклонение  $\sigma_{tr}$  от постоянного значения, дает относительно небольшой вклад в распределение плотности нейтронов и ею в первом приближении можно пренебречь, т. е. считать весь спектр нейтронов пространственно-независимым. На основании этого полагают, что энергетические спектры нейтронов в таких системах более консервативны к возмущающему воздействию выводного канала, чем, например, в ансамблях с водородсодержащими замедлителями.

В теоретическом аспекте влияние полостей на распределение плотности потока нейтронов рассмотрено в работах [1—3]. При этом чаще всего используют диффузионное приближение, которое, обладая простотой и наглядностью, имеет определенные ограничения для решения подобных задач. Привлечение же более строгих методов не всегда оправдано. Поэтому в некоторых случаях желательна или даже необходима экспериментальная проверка расчетов значения возмущающего действия канала в системе, особенно для систем малых размеров.

В настоящей работе изучалось влияние выводного канала на распределение плотности нейтронов в бериллии путем измерения распределения плотности нейтронов по оси бериллиевой призмы при различных размерах сечения выводного канала (рис. 1). Детектором нейтронов служил счетчик СНМ-13, который перемещали внутри алюминиевой трубки диаметром 12 мм, расположенной по оси канала.



Р и с. 2. Распределение плотности нейтронов по оси бериллиевой призмы с каналом различного сечения (статистическая погрешность в эксперименте не более 1%):  $\circ$  — диаметр 1,2 см;  $\bullet$  —  $a = 4$  см,  $e = 4$  см;  $\blacktriangle$  —  $a = 8$ ,  $e = 4$ ;  $---$  —  $a = 4$ ,  $e = 12$ ;  $\triangle$  —  $a = 12$ ,  $e = 4$ ;  $\square$  —  $a = 12$ ,  $e = 12$

Поскольку эффективность такого детектора обратно пропорциональна скорости нейтронов, скорость счета детектора пропорциональна плотности нейтронов в окрестности его расположения. Призму облучали нейтронами источника  $^{252}\text{Cf}$  интенсивностью  $\sim 1,7 \cdot 10^7$  нейтр./с, помещенного в точку призмы с координатами, указанными на рис. 1.

Результаты измерений распределения плотности нейтронов по оси призмы с каналами различных размеров представлены на рис. 2. За исходное принято распределение, полученное со сквозным каналом диаметром 12 мм. Оно удовлетворительно описывается распределением Гаусса:

$$\Phi(x) = \exp[-(x-d)^2/2\sigma^2],$$

где  $\sigma = 16,8$  см — стандарт распределения;  $d = 42$  см — координата максимума распределения. Из рис. 2 видно, что каналы размером до  $4 \times 4$  см практически не вносят возмущений в распределение плотности нейтронов по объему призмы, тогда как канал размером  $12 \times 12$  см уменьшает плотность нейтронов в области дна выводного канала почти наполовину и существенно искажает общую картину распределения.

Основной вывод настоящей работы состоит в том, что обычно используемые в физических экспериментах выводные каналы (они редко имеют сечение более  $4 \times 4$  см) практически не вносят искажений в распределение плотности нейтронов в ансамблях из бериллия, если их размеры близки или превышают исследованный. Расчеты, проведенные по методике работы [3], хорошо согласуются с полученными экспериментальными данными, хотя в расчете принят блок бериллия бесконечных размеров.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Брызгалов В. И. и др В кн.: Спектры медленных нейтронов. М., Атомиздат, 1971, с. 315.
2. Касперс Л., Янсен А. Там же, с. 332.
3. Бать Г. А., Коченов А. С., Кабанов Л. П. Исследовательские ядерные реакторы. М., Атомиздат, 1972.

Поступило в Редакцию 08.01.79