

мому, объясняется воздействием легирующих элементов либо на способность дислокаций захватывать межузельные атомы, либо на механизм образования выделений новых фаз.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Щербак В. И. и др. В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Топливные и конструкционные материалы. Вып. 1(6). М., изд. ВНИИНМ, 1977, с. 14.
2. Щербак В. И. и др. В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. Вып. 1 (4). Харьков, изд. ХФТИ, 1977, с. 83.
3. Shcherbak V. I. e. a. In: Proc. of Intern. Conf. Radiation Effects in Breeder Reactor Structural Materials.

- Met. Soc. of AIME, 1978, p. 773.
4. Vorobiev A. N. e.a. «J. Nucl. Energy Soc.», 1977, v. 14, N 2, p. 149.
5. Поролло С. И. и др. «Атомная энергия», 1977, т. 43, вып. 3, с. 207.
6. Щербак В. И., Быков В. Н., Дмитриев В. Д. «Физика металлов и металловедение», 1977, т. 43, вып. 2, с. 419.
7. Shcherbak V. I. e.a. «J. Brit. Nucl. Energy Soc.», 1975, v. 14, N 2, p. 145.
8. Лифшиц И. М., Слезов В. В. «ЖЭТФ», 1958, т. 35, с. 47.
9. Ardell A. «Acta Metallurgica», 1972, v. 20, p. 61.
10. Smidt F., Sprague J. «Scripta Met.», 1973, v. 7, N 5, p. 495.
11. Venker H., Ehrlich K. «J. Nucl. Mater.», 1976, v. 60, p. 347.
12. Bullough R., Perrin R. In: Proc. Europ. Conf. on Voids Formed by Irradiation of Reactor Materials. Reading, BNES, 1974, p. 78.

УДК 621.039.51

## Измерение спектра нейтронов на критической сборке активационным методом

ЗОЛОТАРЕВ К. И., КОРОЛЕВА В. П., КОЛЕГАНОВ Ю. Ф., ЧЕРНОВ Л. А.

Измерение энергетических спектров нейтронов представляет большой интерес как для практики реакторостроения, так и для уточнения расчетных методик и выбора констант. Достаточно совершенные методы измерения спектров (по времени пролета, по протонам отдачи и др.) не смогли вытеснить один из наиболее ранних методов — активационный [1] вследствие его существенных преимуществ. Главные из них для спектрометрии — малые возмущения в точке измерения, возможность работать в полях смешанного излучения и охватывать практически весь энергетический диапазон формируемого в реакторе спектра. Серьезным недостатком активационного метода является отсутствие достаточной точности в определяемом спектре. Успех применения активационного метода в спектрометрии нейтронов зависит от точности определения скоростей реакций, числа активирующихся индикаторов с независимым ходом сечения реакции, точности используемых сечений реакций и от метода восстановления спектра. Поэтому для повышения точности восстановленного спектра желательнее совершенствовать как экспериментальные методы, так и методы восстановления спектра.

Цель настоящей работы — измерение спектра нейтронов активационным методом на методической критической сборке, разработка программы GIN для восстановления спектра по

активационным данным на базе методик, предложенных в работах [2, 3], применение индуктивного подхода к процессу восстановления спектра и сравнение полученных результатов со спектром, измеренным прямыми методами спектрометрии.

**Эксперимент.** Нейтронный спектр измеряли на методической критической сборке с гидридциркониевым замедлителем (отношение ядерных концентраций водорода к  $^{235}\text{U}$  составляет  $\sim 25$ ). В центре активной зоны определяли абсолютные значения скоростей реакций  $^{23}\text{Na}(n, \gamma)^{24}\text{Na}$ ;  $^{24}\text{Mg}(n, p)^{24}\text{Na}$ ;  $^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$ ;  $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ ;  $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$ ;  $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$ ;  $^{115}\text{In}(n, n')^{115}\text{In}$ ;  $^{235}\text{U}(n, f)$ ;  $^{239}\text{Pu}(n, f)$  активационным методом и реакций  $^{233}\text{U}(n, f)$ ;  $^{238}\text{U}(n, f)$  — косвенным способом. Диаметр образцов для активации 9—25 мм. Облучение их проводили в кадмиевых фильтрах толщиной 0,5 мм. Наведенную активность измеряли полупроводниковым Ge(Li)-спектрометром (чувствительный объем 5 см<sup>3</sup>, энергетическое разрешение 2,7 кэВ для  $^{57}\text{Co}$ ) по фотопоглощению  $\gamma$ -квантов определенной, характерной энергии для каждой реакции. Импульсы с детектора после усиления анализировались 512-канальным аналого-цифровым преобразователем (АЦП) и запоминались в магнитном оперативном запоминающем устройстве (МОЗУ) реакторного измерительного центра (РИЦ). Накопленная в МОЗУ РИЦ информа-

Экспериментальные значения скоростей реакций

Реакция	Скорость реакции, $10^{24}$ актов/(с·ядро)	Используемые данные по сечениям
$^{23}\text{Na} (n, \gamma) ^{24}\text{Na} *$	$2,938 \cdot 10^7 \pm 4,6 **$	[5]
$^{24}\text{Mg} (n, p) ^{24}\text{Na}$	$1,196 \cdot 10^6 \pm 4,6$	[7]
$^{27}\text{Al} (n, p) ^{27}\text{Mg}$	$2,891 \cdot 10^6 \pm 4,7$	[6]
$^{27}\text{Al} (n, \alpha) ^{24}\text{Na}$	$5,810 \cdot 10^5 \pm 4,6$	[6]
$^{56}\text{Fe} (n, p) ^{56}\text{Mn}$	$7,931 \cdot 10^5 \pm 4,6$	[6]
$^{58}\text{Ni} (n, p) ^{58}\text{Co}$	$7,850 \cdot 10^7 \pm 4,7$	[6]
$^{115}\text{In} (n, n') ^{115m}\text{In}$	$1,179 \cdot 10^8 \pm 5,5$	[6]
$^{233}\text{U} (n, f) *$	$5,465 \cdot 10^{10} \pm 9,6$	[5]
$^{235}\text{U} (n, f) *$	$2,483 \cdot 10^{10} \pm 8,8$	[5]
$^{238}\text{U} (n, f)$	$2,767 \cdot 10^8 \pm 8,9$	[6]
$^{239}\text{Pu} (n, f) *$	$2,716 \cdot 10^{10} \pm 8,8$	[5]

\* Значения скоростей реакций даны от кадмиевой границы.  
 \*\* Погрешность, %.

ция выводилась на цифropечатающее устройство БЗ-15 или телетайп. Измеренные амплитудные  $\gamma$ -спектры обрабатывали на ЭВМ «Найри-1». Используемая методика вычисления площади фотопика описана в работе [4].

Из-за отсутствия подходящих образцов скорости реакций  $^{233}\text{U}(n, f)$  и  $^{238}\text{U}(n, f)$  определяли косвенным способом из отношений усредненных по спектру сечений деления соответствующих изотопов  $\sigma_j^{233}/\sigma_j^{235}$  и  $\sigma_j^{238}/\sigma_j^{235}$  и кадмиевых отношений  $R_{\text{Cd}}^{233}$  и  $R_{\text{Cd}}^{235}$  для  $^{233}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$ , измеренных с помощью ионизационных камер деления типа КНТ-3, КНТ-5 и КНТ-8.

Результаты измерения абсолютных значений скоростей реакций вместе с суммарной погрешностью (в эксперименте и в используемых константах) приведены в таблице для доверительной вероятности 0,95—0,90.

Методика восстановления спектра и программа GIN. Используемая в настоящей работе методика восстановления спектра нейтронов основана на математическом методе SPECTRA, впервые разработанном Гриром и др. [2] и усовершенствованном Фишером и Тури [3]. В описываемом методе искомый дифференциальный спектр нейтронов  $\varphi(E)$  представляется в виде непрерывной кусочно-линейной функции  $E\varphi(E)$ , а энергетическая зависимость микроскопических сечений ядерных реакций в виде непрерывной кусочно-линейной функции  $\sigma(E)/E$ . В этом случае система линейных интегральных уравнений Фредгольма I рода может быть преобразована в матричное уравнение

$$a = Q\Phi, \quad (1)$$

где  $a$  — вектор-столбец из  $n$  элементов, которыми являются измеренные значения скоростей реакций  $A_i$ ;  $\Phi$  — вектор-столбец из  $m$  элементов, которыми являются значения плотности потока нейтронов, искомые в заданных точках энергии;  $Q$  — матрица размера  $n \times m$ , элементами которой являются определенные интегралы сечений реакций.

Если разделить строки матрицы  $Q$  на соответствующие элементы вектора  $a$  и обозначить полученную матрицу через  $C$ , то уравнение (1) может быть переписано в следующем виде:

$$C\Phi = (1_n), \quad (2)$$

где  $(1_n)$  — вектор-столбец из  $n$  элементов, каждый из которых равен единице.

Так как обычно спектр определяется в большом количестве точек энергии ( $m$ ), чем число имеющихся активационных данных ( $n$ ), то решение уравнения (2) является математически неопределенным. Поэтому для получения физически обоснованных результатов требуется дополнительная информация. В этом случае задается исходный спектр  $\varphi_0(E)$  и из спектров, удовлетворяющих уравнению (2), определяется такой спектр  $\varphi(E)$ , для которого функционалы

$$\int_{E_{\text{мин}}}^{E_{\text{макс}}} \left[ \frac{\varphi(E) - \varphi_0(E)}{\varphi_0(E)} \right]^2 dE \quad \text{и} \quad \sum_{i=1}^n (A_{\text{в}i} - A_i)^2 \quad (3)$$

принимают одновременно минимальное значение. Здесь  $E_{\text{мин}}$  и  $E_{\text{макс}}$  — нижняя и верхняя границы энергетического диапазона, в котором определяется спектр;  $A_{\text{в}i}$  и  $A_i$  — вычисленные и измеренные скорости реакций на  $i$ -м изотопе в искомом спектре.

Для вывода итерационной формулы с учетом условия (3) составляется функция ошибки  $\Delta_i$ ,

которая характеризует отклонения между вычисленными и измеренными в искомом спектре скоростями реакций, с одной стороны, и между искомым и начальным спектрами, с другой:

$$\Delta_1 = [C\Phi_1 - (1n)]^T F^2 [C\Phi_1 - (1n)] + (\Phi_1 - \Phi_0)^T G^2 (\Phi_1 - \Phi_0), \quad (4)$$

где  $G^2$  и  $F^2$  — диагональные нормировочные матрицы ( $\det G \neq 0, \det F \neq 0$ ). Минимизирование функции  $\Delta_1$  относительно  $\Phi_1$  приводит к выражению

$$\Phi_1 = G^{-1}B [K^T F (1n) + G\Phi_0],$$

где  $B = (K^T K + I)^{-1}$ ;  $K = FCG^{-1}$ ;  $I$  — единичная матрица порядка  $m$ .

Аналогично выражению (4) можно составить новую функцию  $\Delta_2$ , в которой вместо  $\Phi_0$  задается  $\Phi_1$ , а вместо  $\Phi_1 - \Phi_0$ . Минимизация осуществляется относительно следующего приближения спектра  $\Phi_2$ . Если этот процесс повторить, то выражение для искомого спектра после  $k$ -х шагов будет иметь вид

$$\Phi_k = G^{-1}B [K^T F (1n) + G\Phi_{k-1}]. \quad (5)$$

Выражение (5) представляет собой общую формулу итерационного процесса, который продолжается до тех пор, пока среднее квадратическое отклонение между вычисленными и измеренными значениями скоростей реакций не достигнет заданного значения. Итерационный процесс заканчивается и в том случае, когда отклонения между вычисленными и измеренными значениями скоростей реакций становятся меньше соответствующих погрешностей в экспериментальных данных по скоростям реакций.

Описанный алгоритм, включая метод управления скоростью сходимости итерационного процесса [3], реализован в программе GIN. Программа GIN написана на языке ФОРТРАН IV применительно к транслятору ЭВМ ЕС-1030 и позволяет восстанавливать значения плотности потока нейтронов в 50 точках энергий. Максимальное число используемых реакций не может превышать 30. Данные по сечениям реакций вводятся с магнитной ленты, остальные исходные данные вводятся с перфокарт. Длина объектного модуля программы GIN составляет ~32К.

**Восстановление спектра и результаты.** Для повышения надежности восстановления энергетического спектра и уменьшения влияния выбора исходной информации на результаты авторами предложен индуктивный подход к решению задачи. Как уже отмечалось, линейные

интегральные уравнения Фредгольма I рода аппроксимируются системой алгебраических уравнений в матричной форме (1). В предлагаемом индуктивном методе используется тот факт, что единственность решения уравнения (1) возможна лишь в случае, когда число точек искомого спектра совпадает с числом имеющихся активационных данных, т. е.  $m = n$ . Принцип индуктивного подхода состоит в поэтапном восстановлении спектра. На начальном этапе спектр определяется в точках, число которых соответствует количеству экспериментальных данных. Каждый последующий этап восстановления спектра сопровождается постепенным увеличением числа разбиений энергетической шкалы. При этом всякий раз в качестве исходного спектра используются результаты предыдущего расчета. Задание исходного спектра в промежуточных точках проводилось с учетом предположения о кусочно-линейной зависимости функции  $E\varphi(E)$ . Процесс восстановления спектра следует продолжать до тех пор, пока результирующий спектр не начнет повторять спектр предыдущего этапа или пока число точек на шкале энергий не достигнет максимального значения, предусмотренного программой.

Известно, что исходный априорный спектр наиболее целесообразно задавать из математического расчета исследуемой среды. Однако для проверки возможностей индуктивного метода при восстановлении спектра нейтронов в U — ZrH критической сборке в качестве исходного спектра умышленно использовался спектр  $1/E$ , значительно отличающийся от истинного. Восстановление спектра проводилось в пять этапов. На первом этапе спектр  $1/E$  задавался в 11 точках по энергетической шкале (в соответствии с имеющимися активационными

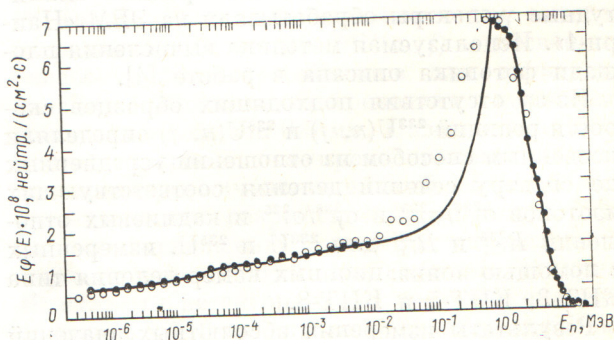
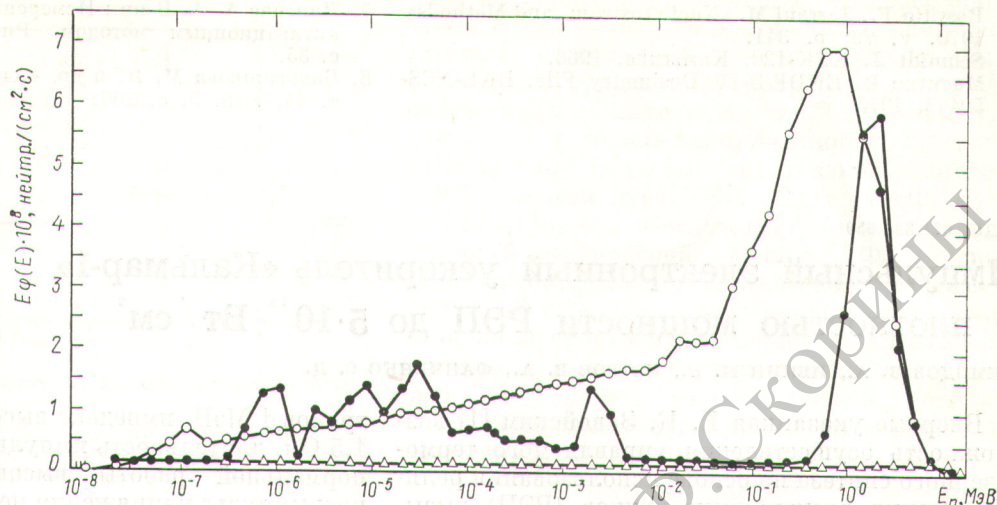


Рис. 1. Энергетический спектр нейтронов, восстановленный с использованием индуктивного подхода:  
● — восстановленный спектр; ○ — экспериментальный спектр, полученный прямыми методами спектрометрии



Р и с. 2. Энергетический спектр нейтронов, восстановленный при задании исходного спектра  $1/E$  сразу в 50 точках энергии:

△ — исходный спектр  $1/E$ ; ● — восстановленный спектр; ○ — экспериментальный спектр, полученный прямыми методами спектрометрии

данными) в диапазоне от 0,01 эВ до 18 МэВ с приблизительно одинаковым шагом в логарифмической шкале, кроме интервала 8—800 кэВ. Дальнейшее увеличение числа разбиений энергетической шкалы привело к тому, что результаты четвертого и пятого этапов уже практически не различались между собой. Поэтому спектр после пятого этапа восстановления, представленный на рис. 1, следует считать окончательным. Здесь же для сравнения показан спектр, измеренный прямыми методами спектрометрии [8] (с использованием техники времени пролета и метода протонов отдачи). Оба спектра отнормированы по абсолютным значениям скоростей реакций. Значение нормировочного множителя  $X$  определялось из усло-

вия минимума выражения  $\sum_{i=1}^n (XA_{i-1})$ . Из рис. 1 видно, что в областях энергии 0,5 эВ — 8 кэВ и 800 кэВ — 18 МэВ спектры удовлетворительно согласуются между собой (максимальное различие составляет не более 15%). В области энергии 8—800 кэВ из-за недостаточности экспериментальной информации точки при восстановлении спектра не задавались. Кривая проведена в предположении о линейной зависимости функции  $E\phi(E)$  внутри этого интервала, поэтому говорить о точности восстановления не имеет смысла.

Чтобы наглядно видеть преимущества индуктивного метода по сравнению с традиционным подходом при восстановлении спектра (когда число разбиений энергетической шкалы значительно больше, чем количество экспериментальных данных), был проведен расчет спектра при

задании исходного спектра сразу в 50 точках. Результаты восстановления спектра представлены на рис. 2, откуда следует, что полученный после восстановления спектр не дает удовлетворительных результатов, если исходный спектр сильно отличается от истинного. Так, в области промежуточных энергий в восстановленном спектре наблюдаются значительные осцилляции, в то время как измерения по времени пролета дают плавный характер кривой, подчиняющийся закону  $E^{-0,88}$ . Наиболее сильное отличие восстановленного спектра от истинного наблюдается в диапазоне энергии 6—400 кэВ, где результирующий спектр по существу повторяет исходный, что объясняется отсутствием достаточных экспериментальных данных в этой области. Сравнение рис. 1 и 2 подтверждает эффективность использования индуктивного подхода в процессе восстановления спектра.

В заключение следует добавить, что для качественного восстановления спектра нейтронов в области 8—800 кэВ необходимо применять дополнительные реакции, например  $^{37}\text{Cl}(n, \gamma)$ ;  $^{103}\text{Rh}(n, n')$ ;  $^{237}\text{Np}(n, f)$ , а также реакции  $^6\text{Li}(n, \alpha)$ ;  $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ ;  $^{235}\text{U}(n, f)$ ; и  $^{239}\text{Pu}(n, f)$  при облучении в борных фильтрах.

Поступила в Редакцию 20.II.78

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Крамер-Агеев Е. А., Тихонов Е. Г., Трошин В. С. Активационные методы спектрометрии нейтронов. М., Атомиздат, 1976.
2. Greer C. e.a. A technique for Unfolding Neutron Spectrum from Activation Measurements. SC-RR-67-746, 1967.
3. Фишер А., Тури Л. KFKI-71-22. Будапешт, 1971.

4. Rossitto F., Terrani M. «Nucl. Instrum. and Methods», 1970, v. 79, p. 341.
5. Schmidt J. KFK-120. Karlsruhe, 1966.
6. Magurno V. ENDF/B-IV Dosimetry File, BNL-NCS-50446, 1975.
7. Лапенас А. А. В кн.: Измерение спектров нейтронов активационным методом. Рига, «Зинатне», 1975, с. 35.
8. Банкрашкова М. Я. и др. «Атомная энергия», 1978, т. 44, вып. 3, с. 260.

УДК 621.384.659

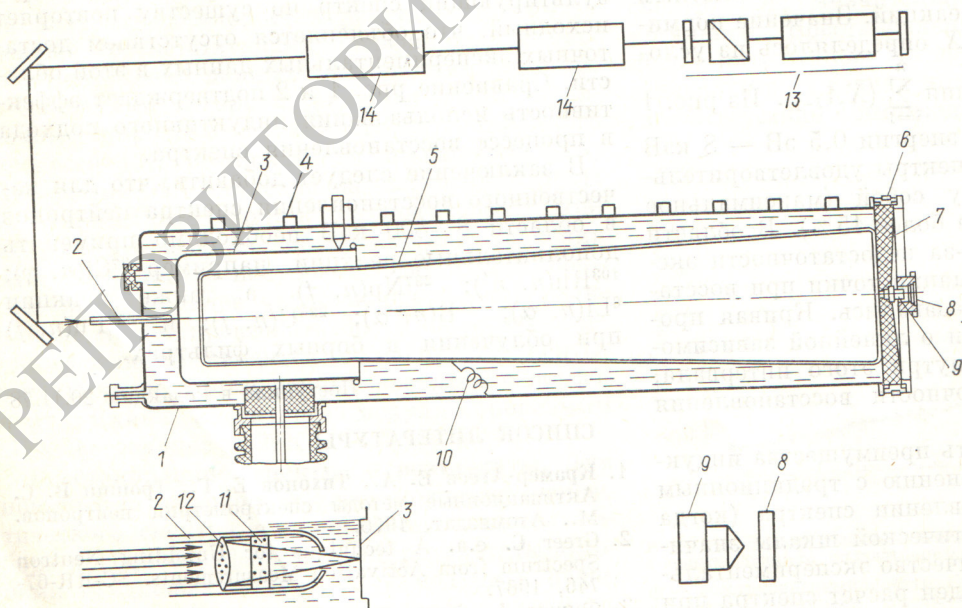
## Импульсный электронный ускоритель «Кальмар-1» с плотностью мощности РЭП до $5 \cdot 10^{12}$ Вт/см<sup>2</sup>

ДЕМИДОВ Б. А., ИВКИН М. В., ПЕТРОВ В. А., ФАНЧЕНКО С. Д.

Впервые указанная Е. К. Завойским [1] возможность осуществления управляемого термоядерного синтеза на основе использования релятивистских электронных пучков (РЭП) вызывает все больший интерес. Как показал Л. И. Рудаков [2, 3], для решения этой задачи необходим РЭП с током порядка  $10^7$  А и плотностью мощности в пучке  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>. В настоящей работе описывается ускоритель «Кальмар-1», дающий РЭП с плотностью мощности  $5 \cdot 10^{11}$ — $5 \cdot 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>. Приводятся результаты исследования фокусировки РЭП в высоковольтном диоде в зависимости от геометрии электрода и величины предимпульса напряжения.

**Конструкция ускорителя.** Выбор конструкции ускорителя был сделан исходя из следующих соображений. Ускоритель должен иметь такие номинальные параметры: энергия элек-

тронов 1 МэВ, импеданс высоковольтного диода 1,5 Ом, длительность импульса 70—100 нс. Для нормальной работы высоковольтного диода предимпульс напряжения не должен превышать 1—2% рабочего напряжения. Схема ускорителя должна быть максимально проста и надежна. Для формирования импульса напряжения решено было использовать двойную формирующую линию (ДФЛ) с водяным диэлектриком и одним коммутирующим элементом (разрядник в воде). Для согласования выходного сопротивления ДФЛ 4 Ом с импедансом высоковольтного диода применен коаксиальный трансформатор с выходным сопротивлением 1,5 Ом. Центральный электрод одним концом непосредственно соединен электрически (и механически) с центральным цилиндром ДФЛ, другим — с катодом высоковольтного диода (рис. 1). ДФЛ (элек-



Р и с. 1. Конструкция установки