

## Спектры и сечения неупругого рассеяния нейтронов в энергетической области 0,2—1,2 Мэв на ядрах V, Th, Hg, W, Sb, Cd, Mo, Nb, Fe

Н. П. Глазков

Для измерения спектров неупруго рассеянных нейтронов в интервале 0,4—1,2 Мэв была использована простая по устройству шаровая камера малых размеров ( $\varnothing$  40 мм), наполненная  $\text{He}^3$  до 40 ат. Энергетическое разрешение камеры ( $\sim 100$ —150 кэв) определялось в основном рекомбинационным эффектом, который оказался весьма заметным при этом давлении. Как показал опыт [1],  $\text{He}^3$ —шаровая камера, не уступая пропорциональному счетчику в энергетическом разрешении, является изотропным и более эффективным детектором нейтронов. В настоящей работе неупругое рассеяние нейтронов исследовалось методом обратной сферической геометрии. Рассеивающие образцы изготавливались из веществ с естественным содержанием изотопов в виде сферических слоев толщиной 30 мм (внешний и внутренний диаметры соответственно 100 и 40 мм). Для большинства рассеивателей исходный материал брался в виде порошков, которые насыпались в специально изготовленные контейнеры из тонкой (0,2 мм) стали. Источником нейтронов служила тритиевая мишень, бомбардируемая протонным пучком от ускорителя Ван де Граафа ЭГ-2,5. Разброс энергии за счет мишени составлял  $\sim 60$  кэв. Расстояние от мишени ускорителя до рассеивателя составляло 350 мм. Для защиты от тепловых нейтронов камера покрывалась чехлом из кадмия толщиной 0,2 мм. Спектр импульсов камеры после усиления регистрировался 128-канальным амплитудным анализатором.

Для получения эффекта неупругого рассеяния измерялись спектры нейтронов поочередно: без рассеивателя и с рассеивателем. Различие между этими спектрами, нормированными по максимуму в жесткой части, обусловлено неупругим рассеянием. Спектр неупруго рассеянных нейтронов  $n'(E)$  получался численным вычитанием отдельно по каждому каналу с поправкой на эффективность  $\text{He}^3$ -камеры в зависимости от энергии.

Форма полученного спектра определялась положением энергетических уровней ядер рассеивателя и их парциальными сечениями возбуждения при неупругом рассеянии нейтронов и энергетическим разрешением камеры. Простым суммированием по всем каналам или только по части каналов спектра  $n'(E)$  можно соответственно получить полный или парциальный эффекты неупругого рассеяния нейтронов, которые связаны с соответствующими сечениями  $\sigma_n$ , следующим образом:

$$\frac{\Sigma n'}{\Sigma KN_1 + \Sigma n'} = 1 - e^{-n\sigma_n \bar{l}},$$

где  $n$  — плотность ядер в данном рассеивающем образце;  $\bar{l}$  — средний путь падающих нейтронов в образце;  $\Sigma(KN_1) + \Sigma(n')$  — нормированный полный поток падающих нейтронов.

Данные по транспортным сечениям  $\sigma_n$ , используемые для расчета  $\bar{l}$ , в основном были заимствованы из работы [2]. Точность этих данных не очень высокая ( $\sim 15$ —20%), и поэтому неопределенность за счет этого для  $\bar{l}$  и  $\sigma_n$  достигает 4—5%. Точность  $\sigma_n$ , также зависит от точности измерений самого эффекта. Проанализируем некоторые ошибки в измерении полного и парциаль-



Рис. 1. Спектр неупруго рассеянных нейтронов с энергией 0,8 Мэв на кадмии: 1 — с рассеивателем; 2 — без рассеивателя.

ных эффектов неупругого рассеяния. Поскольку поглощение нейтронов в материале рассеивателя не регистрировалось и поэтому не учитывалось в полном потоке падающих нейтронов, то сечение  $\sigma_n$  за счет этого эффекта будет завышено приблизительно на 1%. Наличие в рассеивающем образце отверстия для ввода

камеры, на долю которого приходится около 8,5% от всего объема рассеивателя, приводит к уменьшению измеряемого эффекта. Поэтому в расчетную формулу следует внести поправку в  $\bar{I}$ . В случае неполного разрешения близко лежащих соседних уровней их парциальные сечения возбуждения определялись методом последовательных вычитаний. Средняя точность разделения парциальных эффектов этим методом составляет ~10%. Из этого следует, что парциальные сечения неупругого рассеяния могут быть определены с меньшей точностью, чем полные сечения неупругого рассеяния.

Дополнительные трудности возникают при разделении парциальных эффектов неупругого рассеяния с возбуждением уровней с энергией  $< 0,1$  Мэв, так как в этом случае необходимо учитывать эффект смягчения падающих нейтронов за счет упругого рассеяния. Этот эффект учитывался, однако ошибки при этом могут быть большими. Статистическая ошибка одного измерения эффекта неупругого рассеяния была меньше 3%.

Анализ и оценка рассмотренных выше ошибок и поправок позволяют получить полные сечения неупругого рассеяния с точностью 10%, а парциальные сече-

ния — с точностью 10—15%. Для иллюстрации на рис. 1 приводятся результаты измерения спектра неупруго рассеянных нейтронов с энергией 0,8 Мэв на кадмии. Разностный спектр  $n'(E)$  с разрешением 110 кэв представляет собой спектр неупруго рассеянных нейтронов (без поправки на эффективность камеры). На рис. 2 приведены спектры неупруго рассеянных нейтронов. Из полученных спектров с учетом энергетического разрешения камеры были определены сечения неупругого рассеяния, представленные в таблице. Когда эффекты неупругого рассеяния с возбуждением отдельных уровней экспериментально хорошо разрешались, то в таблице приводятся соответствующие им парциальные сечения. В случае, когда из-за близости уровней эффекты последних не разрешались, в таблице приводятся парциальные сечения для всей группы неразрешенных уровней с указанием предполагаемых энергий возбуждения этих уровней, согласно [3]. В последнем столбце таблицы показаны полные сечения неупругого рассеяния  $\sigma_{n,\Sigma}$  как сумма всех парциальных сечений.

В качестве контрольного опыта были проведены измерения сечений неупругого рассеяния нейтронов с энергиями 1,0 и 1,2 Мэв на железе. Сечения, получен-

Сечения неупругого рассеяния нейтронов на различных ядрах, бари

Энергия нейтрона, Мэв	Парциальные сечения, соответствующие различным энергиям возбужденного остаточного ядра		Полное сечение	Энергия нейтрона, Мэв	Парциальные сечения, соответствующие различным энергиям возбужденного остаточного ядра			Полное сечение	
	(0,26—0,30)	(0,56—0,62)			0,20	0,53	(0,66—0,75)		
Cd	0,4	0,11±0,01	0,10±0,01	Mo	0,4	0,10±0,02		0,4±0,02	
	0,6	0,24±0,02	0,24±0,02		0,6	0,10±0,02	0,03±0,01	0,15±0,03	
	0,8	0,15±0,02	0,37±0,03		0,8	0,30±0,02	0,16±0,02	0,45±0,04	
	1,0	0,12±0,01	0,78±0,10		1,0	0,10±0,02	0,10±0,02	0,7±0,1	
	0,15	(0,50—0,57)			(0,16—0,20)	~(0,38—0,43)	~0,90		
Sb	0,4	0,10±0,02	0,10±0,02	Hg	0,4	0,12±0,02		0,12±0,02	
	0,6	0,09±0,02	0,10±0,02		0,6	0,15±0,02	0,42±0,04	0,55±0,05	
	0,8	0,08±0,02	0,20±0,02		0,8	0,15±0,02	0,48±0,05	0,60±0,05	
	1,0	0,07±0,02	0,20±0,02		1,0	0,15±0,02	0,48±0,05	0,27±0,03	
	(0,05—0,12)	(0,21—0,26)			0,044	0,145	0,300	~0,700	
W	0,4	1,03±0,10	1,10±0,15	U	0,4	1,15±0,10	0,20±0,04		1,35±0,15
	0,6	1,01±0,10	0,20±0,05		0,6	1,50±0,15	0,35±0,04	0,10±0,05	1,95±0,20
	0,8	1,60±0,15	0,25±0,05		0,8	1,20±0,20	0,35±0,07	0,15±0,05	0,30±0,03
	1,0	1,80±0,20	0,70±0,20		1,0	0,80±0,10	0,30±0,03	0,15±0,02	0,70±0,07
	~0,74	~(0,8—0,99)			0,055	0,17	0,30	~0,8	
Nb	0,4		<0,1	Th	0,4	1,25±0,10	0,30±0,20		1,5±0,3
	0,6		<0,1		0,6	1,20±0,10	0,40±0,20		1,6±0,3
	0,8	0,20±0,02	0,20±0,02		0,8	1,23±0,10	0,45±0,20		1,7±0,3
	1,0	0,15±0,03	0,50±0,05		1,0	1,23±0,10	0,50±0,20	0,10±0,05	0,65±0,20
	1,2	0,35±0,04	0,85±0,10						2,4±0,3

## Методика расчета потока нейтронов в остановленном реакторе с фотонейтронным источником

Л. В. Константинов, Б. И. Коцетов

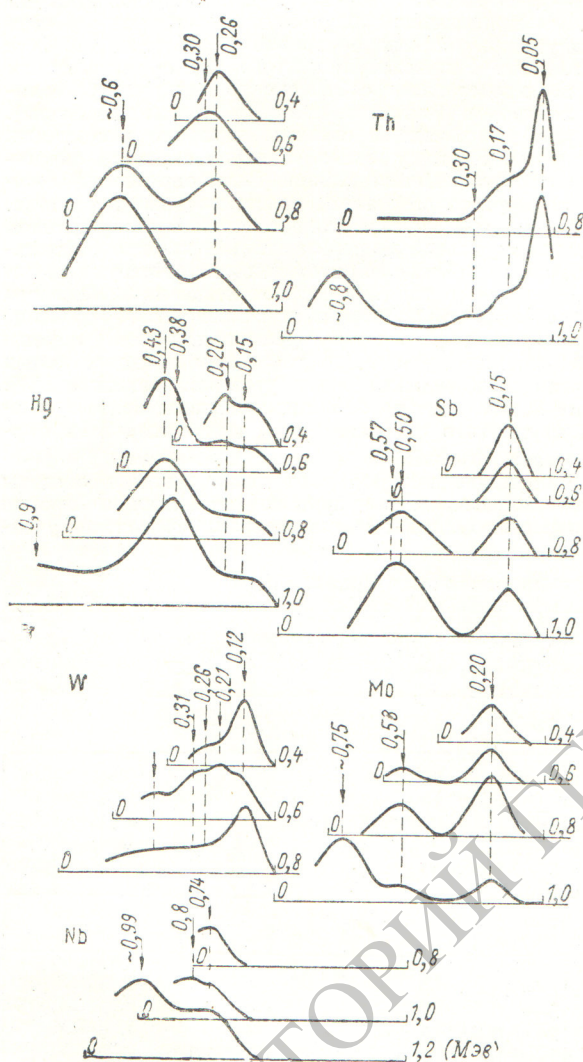


Рис. 2. Спектры неупруго рассеянных нейтронов на различных ядрах.

ные для железа и равные соответственно  $0,28 \pm 0,04$  и  $0,55 \pm 0,05$  барн в пределах ошибок хорошо согласуются с данными других работ.

Поступило в Редакцию 18/VI 1962 г.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Н. П. Глазков. ПТЭ, № 4, 96 (1957); А. И. Абрамов. ПТЭ, № 4, 56 (1959).
2. И. В. Гордеев, Д. А. Кардашев, А. В. Малышев. Справочник по ядерно-физическим константам для расчета реакторов. М., Атомиздат, 1960.
3. Б. С. Дзелепов, Л. К. Пекер. Схемы распада радиоактивных ядер. М., Изд-во АН СССР, 1958.

Повторные пуски ядерных реакторов связаны с трудностями измерения нейтронного потока в подкритическом состоянии, обусловленными влиянием  $\gamma$ -излучения осколков деления на приборы, регистрирующие нейтроны. Поэтому при повторных пусках используют искусственные источники нейтронов, которые увеличивают нейтронный поток до значения, необходимого для надежной работы аппаратуры.

Применение  $^{90}\text{Sr}$ - $^{90}\text{Y}$ -источников нецелесообразно, так как изготовление таких источников с интенсивностью  $10^9 \div 10^{10}$  нейтр/сек сложно и дорого. Подобные источники интенсивностью  $10^7 \div 10^8$  нейтр/сек используются только при первоначальных физических пусках реакторов.

Другой вид источников — фотонейтронные источники, в которых используются бериллий или тяжелая вода. Источниками  $\gamma$ -квантов могут быть радиоактивные изотопы  $\text{Na}^{24}$ ,  $\text{Sb}^{124}$ ,  $\text{Mn}^{26}$  и др. Распад таких источников после остановки реактора будет компенсироваться их активацией тепловыми нейтронами при дальнейшей работе реактора. Недостатком фотонейтронных источников является то, что они вносят в реактор дополнительную отрицательную реактивность, для уменьшения которой можно использовать  $(\gamma, n)$ -реакцию на бериллии или тяжелой воде за счет  $\gamma$ -квантов осколков деления.

Ниже приводится методика расчета фотонейтронного источника,  $\gamma$ -излучателем которого являются осколки деления, образовавшиеся в процессе работы реактора. Фотонейтронные источники с использованием радиоактивных изотопов рассчитываются по аналогичным формулам, но с учетом относительного расположения бериллия и источника  $\gamma$ -квантов. Кроме того, при этом необходимо ввести поправки на дополнительный выход нейтронов, обусловленный  $\gamma$ -излучением осколков деления.

Необходимое количество бериллия, рассчитывается для точечного источника нейтронов, помещенного в активную зону цилиндрического реактора, в котором влияние отражателя учитывается с помощью эффективных добавок.

Поток нейтронов в активной зоне подкритического реактора при наличии источника нейтронов, согласно работе [1], представим в виде разложения по собственным функциям реактора с использованием приведенных в указанной работе обозначений:

$$\Phi_n(r; z) = \sum_{m, n} \frac{A_{mn} J_0(\alpha_{mr}) \cos \frac{n\pi z}{H^*} \bar{P}_\infty(B_{mn}^2)}{\Sigma_a (1 - K_{mn} \text{эфф}) (1 - B_{mn}^2 L^2)}, \quad (1)$$

где  $H^* = H_0 + 2\delta$  — экстраполированная высота активной зоны ( $\delta$  — эффективная добавка отражателя);

$\alpha_m = \xi_m^{*n}$  (здесь  $\xi_m$  — корни функции Бесселя нулевого порядка;  $R^* = R_0 + \delta$  — экстраполированный радиус активной зоны).