

234/2-71

K-76

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

4/11-71

P3 - 5421



ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

К.К. Кошаева, С.Н. Крайтор, Л.Б. Пикельнер

О ПРИМЕНЕНИИ ПОРОГОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ
ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ

1970

В в е д е н и е

Измерение действующего спектра нейтронов позволяет наиболее точно определить различные характеристики нейтронного излучения, определить требования к дозиметрам нейтронов, оценить эффективность защиты и т.д. Для этих измерений представляет интерес применение набора пороговых детекторов, основанных на использовании реакции деления тяжелых ядер нейтронами. Наиболее распространенным является набор Херста, состоящий из ^{238}U , ^{237}Np , ^{239}Pu за фильтром $2,2 \text{ г/см}^2 \text{ }^{10}\text{B}$ и дополненный ^{32}S /1/. Аналогичные наборы с применением ^{235}U вместо ^{239}Pu , что делает более безопасной работу с детекторами из-за меньшей альфа-активности и токсичности, описаны в работах /2,3/. Полученные там результаты практически одинаковы, поскольку различия в сечениях деления ^{235}U и ^{239}Pu сравнительно невелики. Для определения потоков тепловых нейтронов используют ^{63}Cu , ^{197}Au или ^{235}U . По облучению их в кадмии и ^{235}U в боре можно найти поток нейтронов в области от кадмиевой границы до пороговой энергии системы $^{235}\text{U} + \text{}^{10}\text{B}$.

Указанные изотопы позволяют перекрыть большой интервал энергий нейтронов. Кроме того, так как точность определения сечений деления является самой высокой по сравнению с другими ядерными реак-

циями, то они дают наиболее точные данные о средних дифференциальных потоках нейтронов в определенных интервалах энергии. Особенно это относится к области выше порога деления ^{237}Np , которая является основной при облучениях на открытых пучках реакторного излучения или за сравнительно тонкой защитой.

Переход от показаний детекторов к потоку требует некоторых предположений о характере измеряемого спектра. Обычно его представляют в виде максвелловского спектра тепловых нейтронов, спектра

$1/E$ в области от 0,4 эв до 0,75 Мэв и спектра деления выше 0,75 Мэв. Однако эти предположения могут явиться источником ошибок, поскольку истинные спектры нейтронов часто значительно отличаются от спектра $\approx 1/E$ и спектра деления, особенно в области 0,01 + 1 Мэв. Кроме того, в области 0,01 + 0,75 Мэв ценность измерений среднего дифференциального потока нейтронов невелика, так как определяемые по потоку, например, дозиметрические характеристики нейтронов значительно изменяются с энергией, а форму спектра указанные детекторы получить не позволяют. Поэтому в данной работе подробно рассмотрены характеристики набора детекторов в применении к реально существующим спектрам нейтронов на примере набора, состоящего из ^{235}U , $^{235}\text{U} + \text{Cd}$ и ^{235}U , ^{237}Np , ^{238}U и ^{32}S за фильтром 1 г/см^2 ^{10}B , и предложена новая интерпретация данных ниже порога деления ^{237}Np , позволяющая повысить точность спектрометрических измерений. В основу рассмотрения положен расчет эффективных сечений и пороговых энергий для разных, сильно отличающихся спектров нейтронов и определение оптимальных значений этих параметров для набора спектров.

Расчет спектрометрических характеристик набора
пороговых детекторов

При регистрации нейтронов пороговым детектором из делящегося вещества действительную зависимость сечения деления от энергии нейтронов (E) часто заменяют эффективным сечением, которое выше энергетического порога считают постоянным, а ниже - равным нулю. При этом связь эффективного сечения $\sigma^{\text{эфф}}$ и энергетического порога $E_{\text{пор}}$ определяется соотношением /11/

$$\sigma^{\text{эфф.}} \times \int_{E_{\text{пор.}}}^{\infty} \Phi(E) dE = \int_0^{\infty} \sigma(E) \Phi(E) dE, \quad (1)$$

где $\Phi(E)$ - дифференциальный поток нейтронов.

Как следует из определения, $\sigma^{\text{эфф}}$ и $E_{\text{пор}}$ зависят от вида функции $\Phi(E)$. Поэтому представляет интерес рассчитать $\sigma^{\text{эфф}}$ как функцию $E_{\text{пор}}$ для различных действующих спектров нейтронов. Необходимые данные о сечениях деления ^{237}Np , ^{238}U и реакции $^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$ получены из работ /4,5/. Так как рассматривался вариант, в котором ^{237}Np находится за фильтром $1 \text{ г/см}^2 \text{ } ^{10}\text{B}$, то его подпороговое деление не учитывали.

Расчеты были выполнены для 20 спектров. Среди них спектр деления, расчетные и экспериментальные спектры критических сборок и реакторов *Godiva*, *Vinca*, с раствором UO_2F_2 , теплового реактора, *HPRR* /6+8/, энергетические спектры нейтронов, измеренные на реакторах *VERA* /9/, *ВВР* с различными фильтрами /10/, *GTR* /14/, спектры, измеренные многошаровым методом на реакторе *Naiade* и *Rachel* /12/, спектры исследовательского водородяного реактора /13/, уран-графитового /11/, *ИРТ-1000* /15/, спектры нейтронов деления, измеренные за различными защитами /16/, и др.

Результаты расчета представлены на рис. 1+3 в виде зависимости эффективного сечения от пороговой энергии (кривые 1). Кривые 2 на этих рисунках показывают максимальное отклонение эффективного сечения от его медианного значения для разных пороговых энергий. Как видно из рисунков, для каждого изотопа можно указать такое значение пороговой энергии, при котором разброс эффективного сечения будет минимальным. В дальнейшем они принимались равными для ^{237}Np 1,55 барн (+2%) и 0,56 Мэв, для ^{238}U - 0,525 барн (+4%) и 1,4 Мэв, для ^{32}S - 0,28 барн (+5%) и 2,8 Мэв. Небольшой разброс в эффективных сечениях объясняется тем, что для ^{238}U и ^{32}S спектры нейтронов отличаются незначительно, поскольку форма спектра нейтронов деления выше 1,5+3 Мэв мало изменяется при прохождении различных защит. Для ^{237}Np сечение деления выше порога изменяется незначительно в области существенного изменения спектров.

Характеристики системы $^{235}\text{U} + 1 \text{ г/см}^2 \text{ }^{10}\text{B}$, которая применяется для определения потока нейтронов ниже порога регистрации изотопа ^{237}Np , также были рассчитаны для набора спектров. Необходимая для этого зависимость сечения деления ^{235}U за фильтром $1 \text{ г/см}^2 \text{ }^{10}\text{B}$ от энергии нейтронов рассчитывалась в предположении экспоненциального поглощения нейтронов в ^{10}B /18/ и представлена на рис. 4. Поскольку полученная зависимость $\sigma(E)$ далека от той, которая должна соответствовать идеальному пороговому детектору, весь интервал энергий от 10^2 до 10^7 эв разбивали на две области: одна ниже нескольких сотен кэв, а другая - выше, и характеристики системы рассматривали отдельно для этих областей /19/. Границей между ними была выбрана пороговая энергия ^{237}Np , равная 0,56 Мэв.

Для энергии выше 0,56 Мэв расчетное медианное сечение деления ^{235}U составляет $1,21 \pm 0,02$ барн (таблица 1). В области ниже 0,56 Мэв зависимости эффективного сечения от пороговой энергии не выявляют

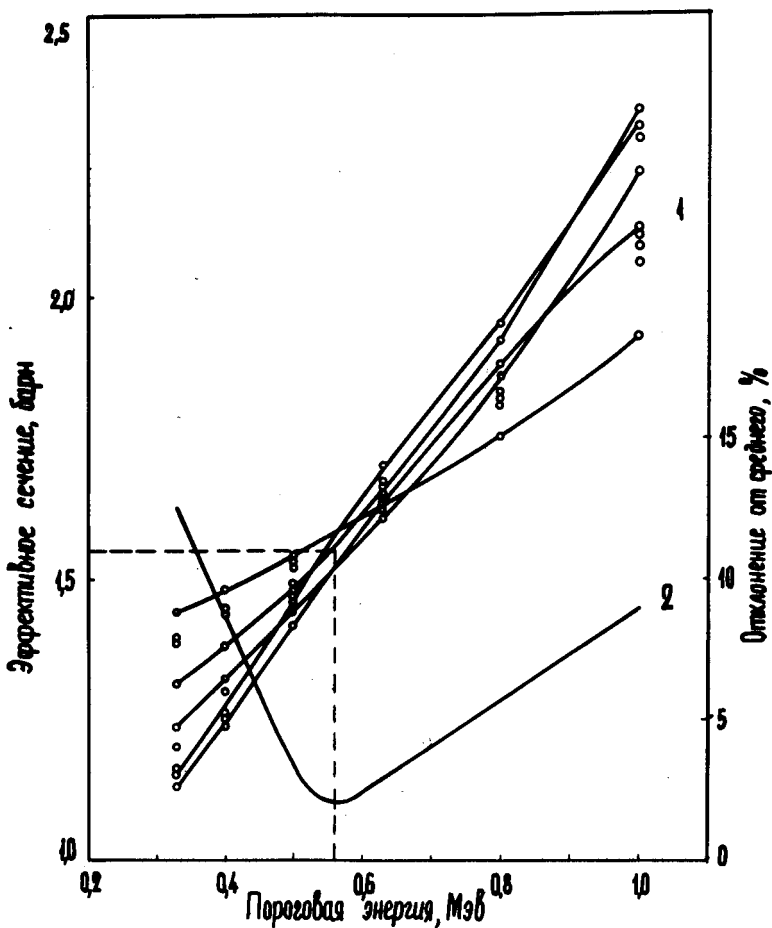


Рис. 1. Эффективное сечение деления ^{237}Np (1) и его максимальное отклонение от медианного значения (2) для разных спектров нейтронов в зависимости от пороговой энергии.

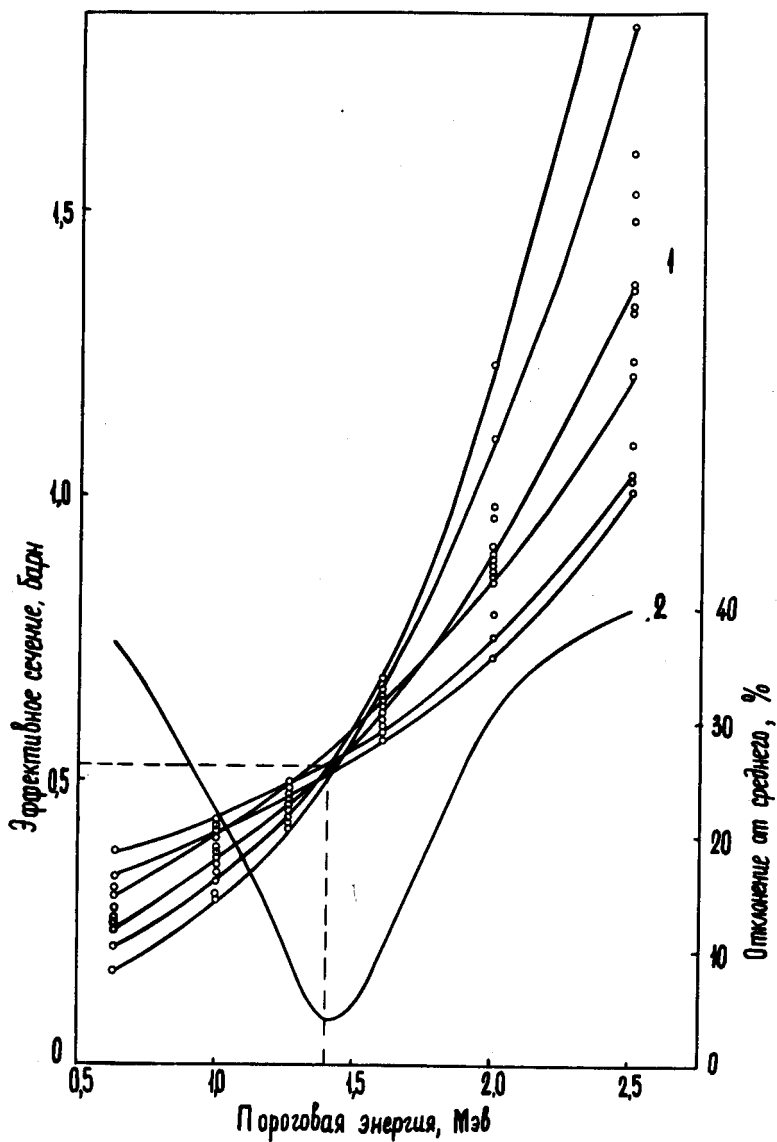


Рис. 2. Эффективное сечение деления ^{238}U (1) и его максимальное отклонение от медианного значения (2) для разных спектров нейтронов в зависимости от пороговой энергии.

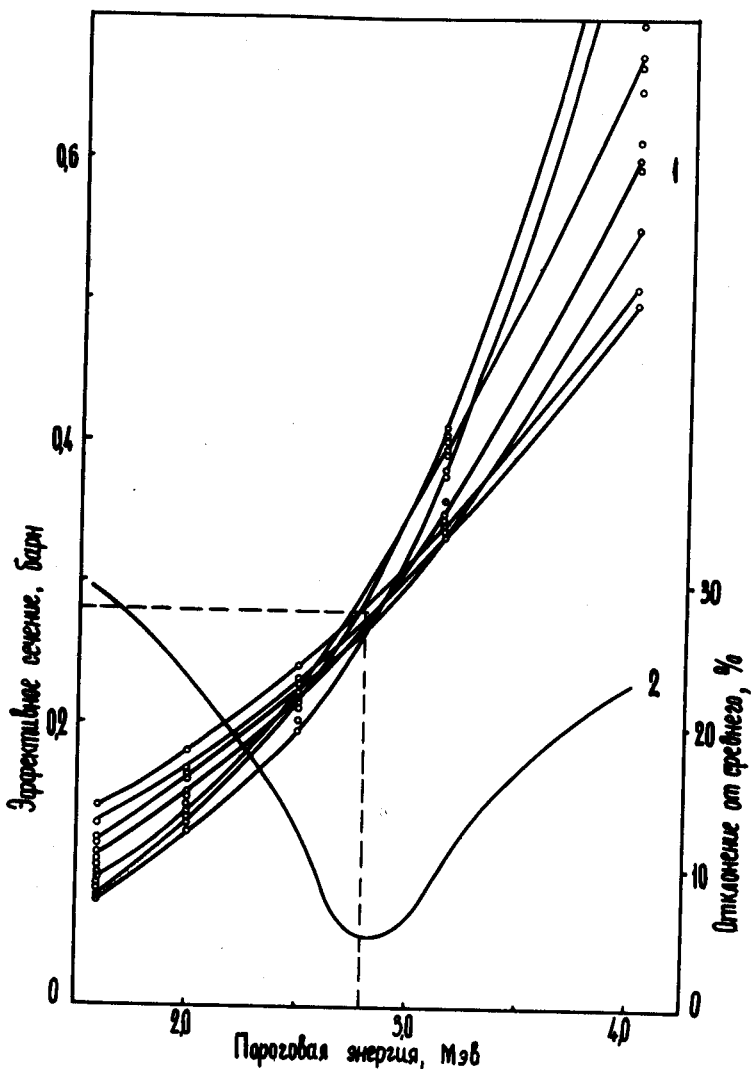


Рис. 3. Эффективное сечение реакции $^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$ (1) и его максимальное отклонение от медианного значения (2) для разных спектров в зависимости от пороговой энергии.

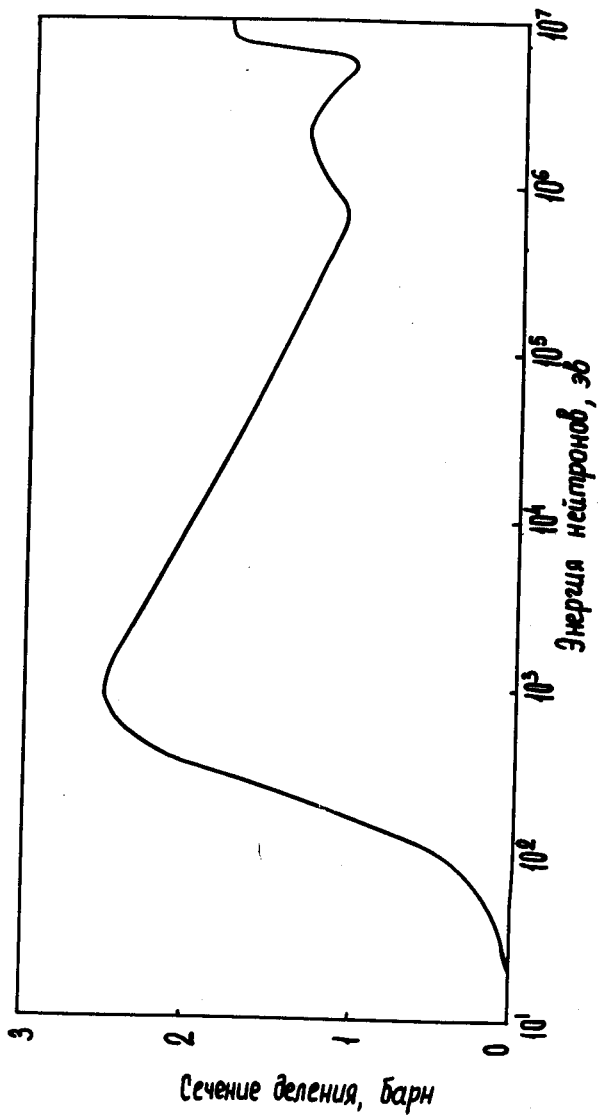


Рис. 4. Сечение деления ^{235}U за фильтром 1 г/см^2 2^{10}В .

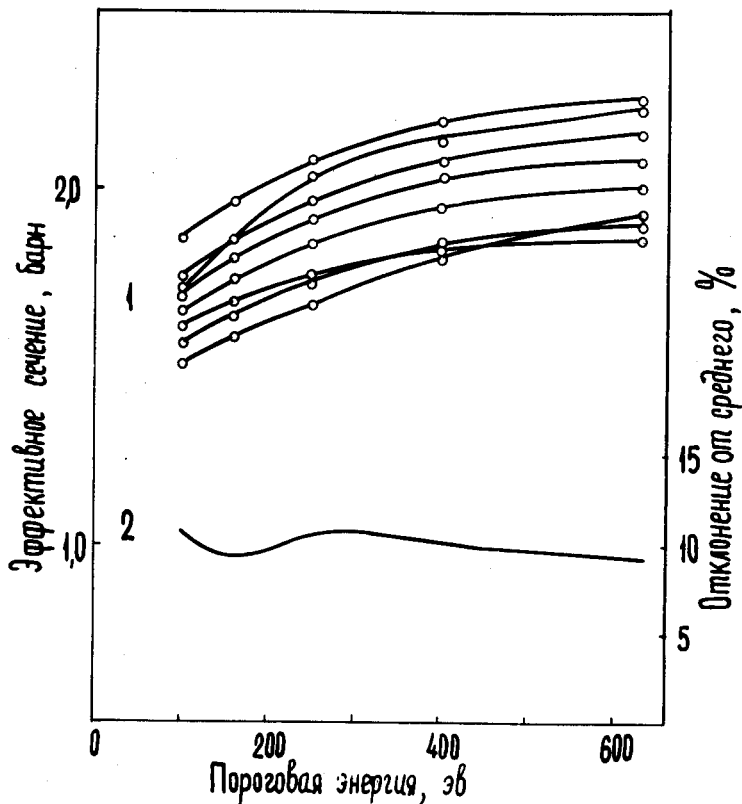


Рис. 5. Эффективное сечение деления ^{235}U (1) и его максимальное отклонение от медианного значения (2) для разных спектров нейтронов в зависимости от пороговой энергии.

Таблица 1

Сечение деления ^{235}U в области энергии от
0,56 до 10,0 Мэв для разных спектров нейтронов

№№ пп	Спектр	Сечение деления, барн
I 1	УТР	1,22
2	UO_2F_2	1,23
3	Yodiva	1,22
4	Тепловой реактор	1,19
5	БР-5	1,19
6	VERA	1,21
7	Уран-графитовый реактор	1,22
8	В В Р	1,22
9	ВВР + свинец	1,21
I 0	ВВР + свинец + полиэтилен	1,21
I 1	ИРТ - 1000	1,21
I 2	Asogadro	1,20
I 3	Vinea	1,22
I 4	НРРР	1,21
I 5	ISPRА	1,23
Нейтроны деления за защитой:		
I 6	30 см полиэтилена	1,21
I 7	40 см железа	1,23
I 8	50 см графита	1,22
I 9	50 см карбида бора	1,23
2 0	30 см воды	1,20
Медианное значение		1,21 ± 0,02
Разброс, %		1,7
Спектр деления		1,22

оптимальных значений $\sigma^{\text{эфф}}$ и $E_{\text{пор}}$, и разброс эффективного сечения для любого значения $E_{\text{пор}}$ практически одинаков и равен 10% (рис. 5). Нами использовалось в дальнейшем значение $\sigma^{\text{эфф}} = 2,05$ барн при $E_{\text{пор}} = 400$ эв. Измерив поток нейтронов с энергией выше 0,56 Мэв детектором с ^{237}Np и используя приведенные сечения для ^{235}U , можно определить поток нейтронов в области от 400 эв до 0,56 Мэв.

Необходимое для определения потока нейтронов ниже 400 эв медианное сечение деления ^{235}U было рассчитано по набору спектров (таблица 2) и равно $33,4 \pm 1,5$ барн. Для спектра $\approx 1/E$ соответствующее значение $\sigma^{\text{эфф}}$ равно 34,9 барн. Сечение деления ^{235}U для максвелловского спектра нейтронов в области $0,01 \pm 0,4$ эв приведено в работе /20/.

Таким образом, рассмотренный набор пороговых детекторов позволяет с достаточной точностью определить поток нейтронов в следующих энергетических областях; $0,01 \pm 0,4$ эв, $0,4 \pm 400$ эв, $400 \text{ эв} \pm 0,56$ Мэв, $0,56 \pm 1,4$ Мэв, $1,4 \pm 2,8$ Мэв, $2,8 \pm 10,0$ Мэв. Разделив их на величину энергетического интервала, можно определить средний дифференциальный поток в каждой области.

Такое усреднение имеет смысл проводить ниже 400 эв, где характеристики нейтронов, например, доза, практически постоянны, и выше 0,56 Мэв, где их изменение относительно невелико. В области $400 \text{ эв} \pm 0,56$ Мэв определение характеристики по усредненным потокам может привести к значительным ошибкам, поскольку изменение характеристик в этой области большое. Поэтому вместо обычного предположения о равномерном распределении нейтронов в шкале логарифмов энергии в этой области можно предложить другую интерпретацию получаемых результатов.

Действительно, из сравнения различных измерений действующих спектров нейтронов /6+16/ видно, что если дифференциальный поток

Таблица 2
 Сечение деления ^{235}U в области энергии от
 0,4 до 400 эв для разных спектров нейтронов

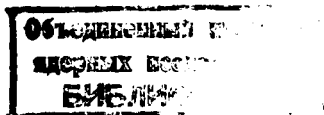
!	Спектр	!	Сечение деления, барн
1	РИЗ		31,9
2	БР-5		31,8
3	ИРТ-1000		32,8
4	УТР		34,9
5	Уран-графитовый реактор		31,8
Нейтроны деления за защитой:			
6	<i>Ma'ade</i>		33,0
7	<i>Rachel</i>		34,2
8	Углерод		33,4
9	Свинец		34,7
10	Вода		33,9
Медианное значение			33,4 ± 1,5
Разброс, %			4,5
Спектр ~ I/E			34,9

РЗ - 5421

К.К. Кошаева, С.Н. Крайтор, Л.В. Пикельнер

**О ПРИМЕНЕНИИ ПОРОГОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ
ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ**

Направлено в АЭ



нейтронов в области $400 \text{ эв} \pm 0,56 \text{ Мэв}$ больше, чем в области $0,4 \pm 400 \text{ эв}$, то это увеличение правильнее приписать не всей области $400 \text{ эв} \pm 0,56 \text{ Мэв}$, а ее части, примерно от 40 кэв и выше. Оценим форму спектра нейтронов в этой области. Для этого представим ее в виде спектра $\sim 1/E$ плюс добавка, обусловленная неполностью замедлившимися нейтронами. На рис. 6 представлены рассматривавшиеся выше дифференциальные спектры нейтронов ^{/6+16/}, из которых вычтен вклад спектра $\sim 1/E$ и которые нормированы на одинаковый полный поток в области $40 \text{ кэв} \pm 0,56 \text{ Мэв}$. Как видно, при таком представлении все спектры размещаются в довольно узкой области между сплошными кривыми на рис. 6 и вполне допускают введение некоторого усредненного спектра нейтронов в этой области энергии (штриховая линия на этом рисунке). В расчете на единичный поток нейтронов в области $0,05 \pm 0,56 \text{ Мэв}$ его можно представить эмпирически с точностью $(3 \pm 5)\%$ в виде

$$\Phi(\lg E) = 2,8 \cdot 10^{-6} (E - 10)(2000 - E), \quad (2)$$

где $\Phi(\lg E)$ - поток нейтронов на единицу логарифма энергии,

$$\left(\frac{1}{2 \text{ см} \lg E} \right);$$

E - энергия нейтронов (кэв).

Точность определения дифференциального потока таким методом для нейтронов с энергией 100 кэв составляет $\pm 28\%$, а 400 кэв - $\pm 14\%$.

Точность измерения среднего дифференциального потока в других областях энергии и интегрального потока нейтронов зависит от вида спектра и для спектров с различным вкладом медленных, промежуточных и быстрых нейтронов будет разной. Рассчитаем ее для нескольких характерных спектров нейтронов, представленных на рис. 7. Это спектры деления, уран-графитового ^{/11/}, водородяного реактора ^{/13/} и за защитой реактора Rachel ^{/12/}.

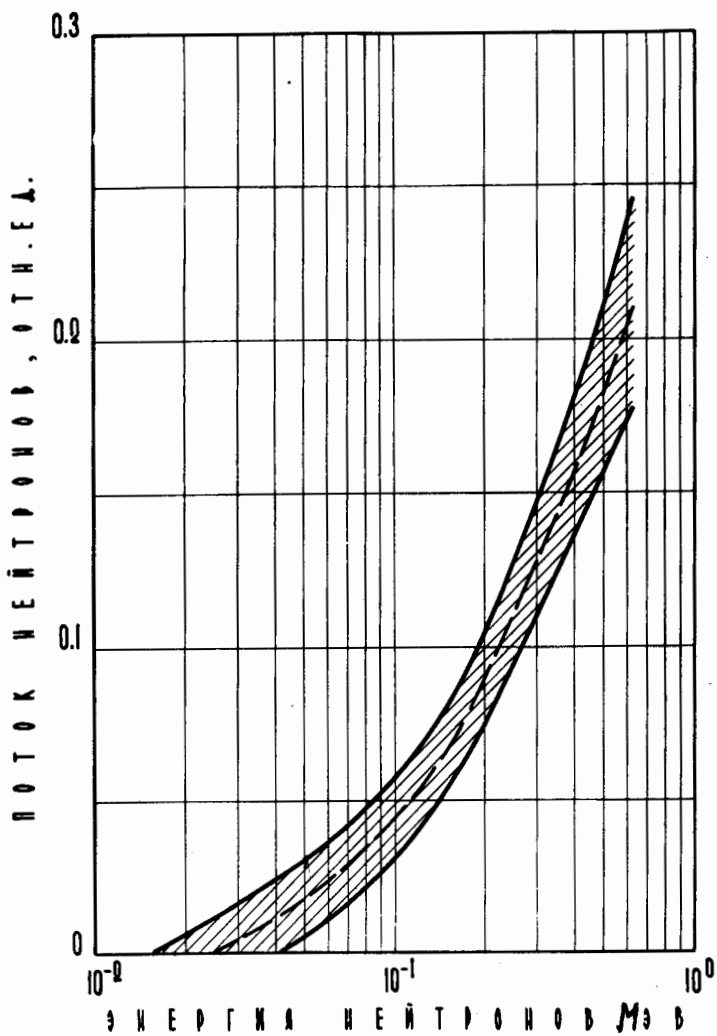


Рис. 6. Дифференциальные спектры нейтронов в области $40 \text{ кэВ} + 0,56 \text{ МэВ}$ за вычетом части $\approx 1/E$ и усредненный спектр (штриховая линия).

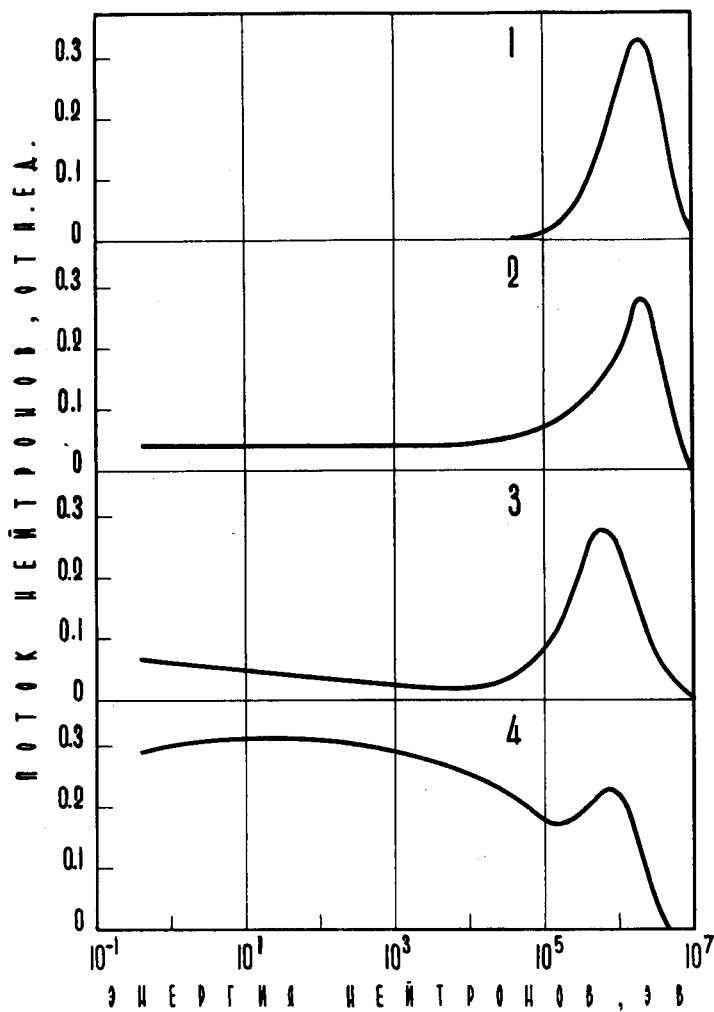


Рис. 7. Спектры нейтронов деления (1), уран-графитового реактора (2), исследовательского водородного реактора (3), за защитой реактора Rachel (4).

Для расчёта определялась величина потока нейтронов с использованием полученных выше эффективных сечений с учётом их точности и сравнивалась с величиной, полученной численным интегрированием спектра внутри соответствующего энергетического интервала. Результаты расчёта, приведенные в таблице 4, показывают, что ошибка определения среднего дифференциального потока не превышает $5 \pm 14\%$, а интегрального потока нейтронов с энергией выше $0,4 \text{ эв} - 3 \pm 7\%$.

Методика измерений и результаты

Рассмотренным набором детекторов был измерен спектр нейтронов импульсного реактора ИБР ОИЯИ^{/21/}. Измерения проводились на расстоянии 10 м от активной зоны с замедлителем 4 см воды. Набор пороговых детекторов размещали в центре пучка. Для сравнения показаний в области низких энергий одновременно с набором облучали золотые фольги и термолюминесцентные стекла с $^6 \text{Li}$.

Конструктивно набор пороговых детекторов выполнен в виде шарового фильтра из $^{10} \text{B}$ толщиной 1 г/см^2 . Внутри шара помещен кадмиевый стакан, в котором расположены таблетка из S и мишени из $^{238} \text{U}$, $^{237} \text{Np}$ и $^{235} \text{U}$ в контакте с пластинками из силикатного стекла толщиной 1 мм. Эти пластинки являются детекторами осколков деления. Площадь детекторов и мишеней 1 см^2 , толщина делящихся мишеней - $0,5 \pm 1,0 \text{ мг/см}^2$. В этом диапазоне толщин эффективность регистрации осколков деления по радиационным дефектам в стекле практически постоянна^{/22/}. Основное назначение фильтра состоит в формировании пороговой характеристики изотопа $^{235} \text{U}$. Изотоп $^{237} \text{Np}$ помещен за фильтр, чтобы избежать влияния подпорогового деления, которое, как нами было показано ранее^{/23/}, не позволяет использовать $^{237} \text{Np}$ в качестве порогового детектора нейтронов, если нет

Таблица 3

Максимальные ошибки определения потока нейтронов
в отдельных интервалах энергии для разных спектров

Интервал энергии	Максимальная ошибка, %			
	Спектр деления	Уран-графитовый реактор	Водо-водяной реактор	Rachel
2,8 + 10,0 МэВ	5	5	5	5
1,4 + 2,8 МэВ	8	6,2	4,8	5,4
0,56 + 1,4 МэВ	11	9,3	3,6	5,6
400 эВ + 0,56	14	10,4	10,4	10,3
0,4 + 400 эВ	0	5,3	5,0	5,1
Интегральный поток нейтронов с энергией выше 0,4 эВ	3,2	5,1	6,8	6,9

Таблица 4
 Потоки нейтронов на единицу логарифма энергии
 в различных интервалах энергии для спектра
 деления и ИБР

Интервал энергии, Мэв	Поток нейтронов, отн.ед.	
	Спектр деления	ИБР с замедлителем 4 см воды
2,8 + 10	0,24	0,10
1,4 + 2,8	0,31	0,18
0,56+ 1,4	0,30	0,36
0,04+ 0,56	0,15	0,36

предварительной информации о спектре. ^{238}U также находится за фильтром, поскольку в качестве мишеней использовали естественный уран, и фильтр позволял исключить дополнительное деление медленными нейтронами, обусловленное ^{235}U . Детекторы с ^{235}U в кадмии располагали при облучении рядом с борным шаром так, чтобы они им не экранировались. После облучения стекла травилась в плавиковой кислоте с концентрацией 5% в течение 9 минут и просматривались на микроскопе МБИ-9 с увеличением $\times 150$.

По активации золотых фольг определялся поток нейтронов с энергией 4,9 эв и средний поток медленных нейтронов на единицу логарифма энергии в предположении, что их спектр близок к $E^{-0,9}$ (последнее известно из измерений счетчиками с BF_3 по времени пролета). Толщина использованных фольг составляла $\approx 20 \text{ мг/см}^2$, площадь - 1 см^2 .

Поправки на самопоглощение β -частиц в фольге и самоэкранировку нейтронов вводились на основании работ /24,25/. Активность фольг определяли с помощью 4π -пропорционального счетчика.

По разности показаний литиевых термолюминесцентных стекол в кадмии и ^{10}B аналогично детекторам с ^{235}U измеряли средний дифференциальный поток нейтронов в области $0,4 \div 400$ эв. Использованные стекла имели диаметр 8 мм, толщину - 1 мм и содержали около 2% ^6Li . Вклад гамма-излучения определили одновременным облучением стекол ИС-7, не содержащих литий. Стекла обсчитывали на приборе ИКС-А /26/.

Калибровку детекторов с мишенями из ^{235}U , ^{237}Np и ^{238}U проводили по $\text{Pu} - \text{Be}$ источнику, с помощью которого определяли эффективность регистрации нейтронов соответствующим детектором с учетом различия в эффективных сечениях. В частности, для $\text{Pu} - \text{Be}$ источника эффективное сечение ^{237}Np равно 1,66 барн, ^{238}U - 0,68 барн и ^{235}U - 1,22 барн. Так как использовали ^{235}U с обогащением 90%, то при определении потока нейтронов в области 400 эв - 0,56 Мэв учитывали вклад деления примеси ^{238}U быстрыми нейтронами.

Литиевые стекла и ИС-7 калибровали по тепловым нейтронам от Pu-Be источника в парафиновом замедлителе и по гамма-излучению ^{60}Co .

Результаты измерения спектра нейтронов импульсного реактора ИБР ОИЯИ с замедлителем приведены на рис. 8. Для сравнения на этом рисунке показан неискаженный спектр деления (штриховая линия). Как и следовало ожидать, спектр нейтронов ИБР мягче, чем спектр деления, из-за сброса энергии в активной зоне и замедлителе. Вероятная энергия быстрых нейтронов составляет $0,8 \pm 1,0$ Мэв (в шкале логарифма энергии), в то время как для неискаженного спектра деления она равна 2,0 Мэв.

Деформация спектра проявляется также в уменьшении относительного вклада нейтронов с большими энергиями. В таблице 4 приведен поток нейтронов в различных интервалах энергии для измеренного спектра и спектра деления (нормировка проведена на одинаковый поток выше 40 кэв). В области выше 1,4 Мэв и особенно 2,8 Мэв наблюдается значительное уменьшение потока, что связано с рассеянием в замедлителе и неупругим рассеянием в активной зоне реактора и переходом нейтронов в низкоэнергетичную группу. По этой же причине относительный вклад нейтронов в области 40 кэв $\pm 0,56$ Мэв возрастает.

Результаты измерений среднего дифференциального потока медленных нейтронов в области 0,4 \pm 400 эв детекторами с ^{235}U , литиевыми термолюминесцентными стеклами и золотыми фольгами дали соответственно следующие относительные значения: $1,02 \pm 0,09$, $1,01 \pm 0,12$ и $0,97 \pm 0,06$ (за единицу принято среднее арифметическое значение трех методов). Как видно, в пределах ошибок измерений они совпадают.

Авторы признательны И.Б. Кеирим-Маркусу за интерес к работе и полезные обсуждения, И.А. Бочвар и Т.И. Гимадовой за предоставление и определение показаний литиевых термолюминесцентных стекол, И.И. Денисову и Г.И. Соколовой за определение активности золотых фольг, Н.Т. Хотько за помощь при измерениях.

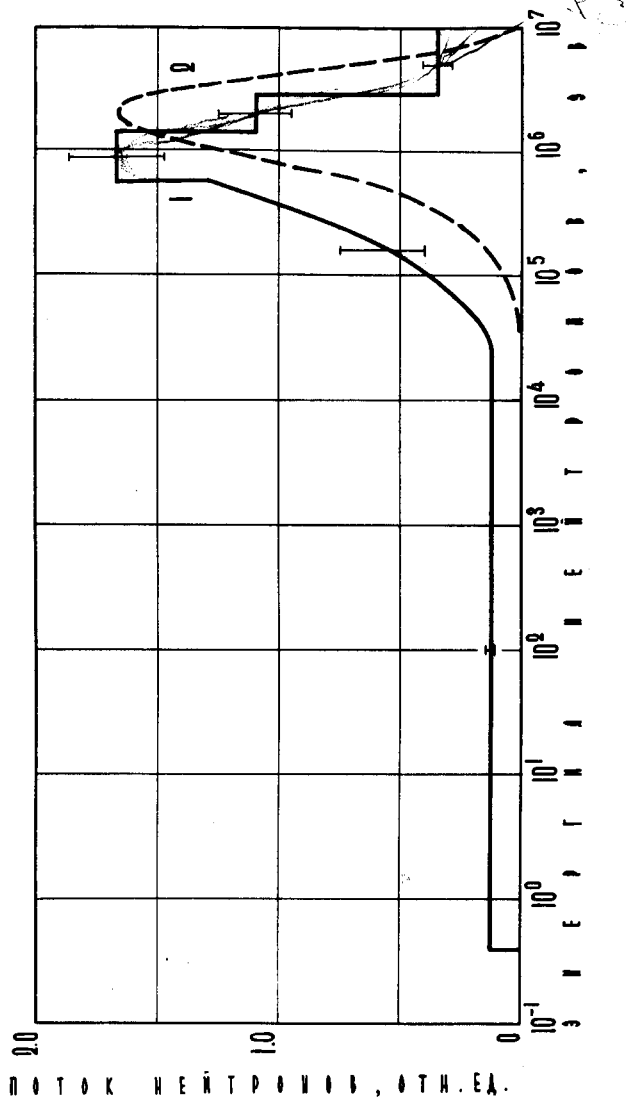


Рис. 8. Спектр нейтронов реактора ИБР ОИЯИ с замедлителем 4 см воды (штриховая линия - спектр деления).

1. G.S.Hurst et al. Rev.Scient.Instrum., 27, 153 (1956).
2. J.K. Dasso. Neutron Dosimetry, Proc.Symp. IAEA. Vienna, 11, 241 (1965).
3. E. Roterts. Jr. Health Phys., 11, 255 (1965).
4. W. Hart. UK USSR Seminar, 1968.
5. BNL-325. Sec.edd., Suppl, 1965.
6. G.A. Dennis. Dosimetry in Critically Accidents, AERE-R 4365, Harwell, 1965.
7. P. Candes. Pers. Dosimetry for Radiation Accidents, Vienna, 607 (1965).
8. J.A. Auxier. Health.Phys., 11, 89 (1965).
9. P.W. Benjamin, C.D. Kemshall, J. Redfearn. The Use of a Proportional Counter of Neutron in Spectrum Measurements, Report AWRE-NR 2/64.
10. Ю.А.Казанский, В.И. Кухтевич и др. Физическое исследование защиты реакторов, М., Атомиздат, 1966.
11. S.B. Wright. Calculation of High Energy Neutron Spectra. Report AERE-R 4080.
12. G. Benezech. Pers. Dosimetry for Radiation Accidents. Vienna, 349 (1965).
13. Ю.А.Егоров, В.И.Жарков, Ю.В.Орлов. Атомная энергия, 28, вып.2, 170 (1970)г
14. Romanko. Neutron Dosimetry, Proc.Symp. IAEA, Vienna, vol. 1 (1963).
15. О.К.Егоров, Л.В.Константинов, В.В.Постников. Вопросы физики защиты реакторов, вып. 2, 117 (1966).
16. И.А. Бочвар, И.Б. Кеирим-Маркус и др. Neutron Monitoring, Proc.Symp.IAEA, Vienna, 459 (1967).

17. K.C.Humpherys. Neutron Dosimetry, Proc.Symp.IAEA, Vienna, vol.11, 487 (1963).
18. J.K. Basson, S.A. Dennis. Nucl.Instrum. and Meth., 16, 321 (1962).
19. Anderson L.L. et al. Pers. Dosimetry for Radiation Accidents, Vienna, 645 (1965).
20. И.В.Гордеев, Д.А.Кардашев, А.В.Малышев. Ядерно-физические константы. Справочник. Госатомиздат, 1963.
21. Г.Е. Блохин, Д.И. Блохинцев, Ю.А. Блюмкина и др. АЭ, 10, 437 (1961).
22. А. Капусцик, В.П. Перелыгин, С.П. Третьякова. ПТЭ, №5, 72 (1964).
23. К.А. Гаврилов, К.К.Кошаева и др. Атомная энергия, 28, 362 (1970).
24. H. Meister. Z. für Naturfosch. 13a, 722 (1958).
25. D. Hughes. J. Nucl.Energ., 1, 237 (1955).
26. И.А. Бочвар, А.А. Васильева и др. ПТЭ, №5, 208 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел
26 октября 1970 года.