экрана, которая дает наименьшую стоимость биологической защиты. На рис. 5 приведена относительная стоимость бетонной защиты реактора в зависимости от концентрации водорода*. Из

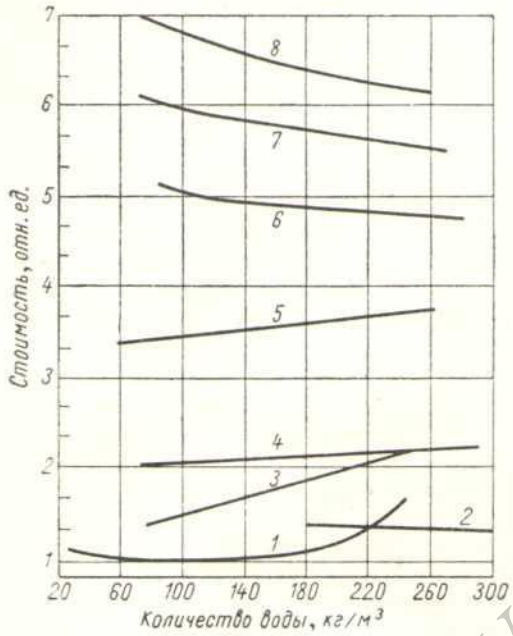

Рис. 5. Относительная стоимость цилиндрической защиты из бетонов различной плотности в зависимости от содержания воды:
1 — обычный бетон (2300 *кг/м*³); *2* — лимонитовый бетон (2600 *кг/м*³); *3* — гематитовый бетон (3200 *кг/м*³); *4* — баритовый бетон (3500 *кг/м*³); *5* — гематитовый бетон с добавкой стали (3600 *кг/м*³); *6—8* — бетоны со стальными заполнителями (4200—5200 *кг/м*³).

рисунка следует, что стоимость защиты из обычного бетона плотностью 2300 *кг/м*³ оказывается минимальной при содержании связанной воды 80 *кг/м*³ (водорода 0,35%). Стоимость защиты из тяжелых бетонов плотностью до 4000 *кг/м*³ минимальна при наименьшем количестве практически содержащейся в бетоне воды; стоимость защиты плотностью более 4000 *кг/м*³, наоборот, минимальна при максимальном содержании воды.

Существует бетон плотностью около 4000 *кг/м*³, стоимость защиты из которого не меняется при любом изменении количества водорода. Для такого бетона условием оптимального количества водорода (воды) уже будет не стоимость защиты, а ее минимальная толщина, которая, естественно, получается при максимальном количестве водорода.

За постоянный интерес к работе и практические советы авторы выражают благодарность А. Н. Комаровскому.

Поступила в Редакцию 8/VIII 1963 г.

*Подробности расчета стоимости будут опубликованы в журнале «Бетон и железобетон».

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Гольдштейн. Основы защиты реакторов. М., Госатомиздат, 1961.
2. Д. Л. Бродер. К. К. Попков. «Инж.-физ. ж.», **12**, 118 (1961).
3. Reactor Handbook, Vol. III. N. Y. — London, 1962, p. 95.
4. G. Lindakers. Atomkernenergie, H. 7/8, 272 (1961); H. 10, 379 (1961).
5. Д. Л. Бродер и др. «Инж.-физ. ж.», **12**, 65 (1962).
6. Д. Л. Бродер, А. А. Кутузов. В сб. «Нейтронная физика». М., Госатомиздат, 1962, стр. 263.
7. Б. Прайс, К. Хортон, К. Спинни. Защита от ядерных излучений. М., Изд-во иностр. лит., 1959.
8. Защита транспортных установок с ядерным двигателем. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
9. Л. Н. Зайцев, М. М. Комочков. «Сб. тр. Моск. инж.-строит. ин-та». № 41, 33 (1962).
10. A. Avery et al. AERE-R-3216, 1960.
11. M. Clark. Nucl. Engng, **6**, 16 (1961).

УДК 539.125.525 : 546.26 — 162 : 546.815.546.72

Спектры быстрых нейтронов реактора, прошедших через графит, свинец и железо

А. П. Веселкин, Ю. А. Егоров, Ю. В. Орлов, Ю. В. Панкратьев

С помощью сцинтилляционного спектрометра быстрых нейтронов с одним водородсодержащим датчиком измерены спектры быстрых нейтронов реактора в диапазоне 0,7—11 *Мэв*, прошедших через различные по толщине слои графита, свинца и железа. Измерения сделаны на водо-водяном исследовательском реакторе в «барьерной» геометрии. Результаты экспериментов позволили определить деформацию спектра

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины

нейтронов по мере прохождения через слои материалов и рассчитать длины релаксаций и сечения выведения. Эти величины в области энергий 0,7—3 *Мэв* для нейтронов спектра деления публикуются впервые.

Изучение спектрального распределения быстрых нейтронов за различными по толщине слоями материалов представляет интерес как с точки зрения теории прохождения нейтронов через вещество, так и с точки зрения расчета биологической защиты реактора. Результаты экспериментов позволяют получить необходимые данные для расчета и выбора материала защиты. До недавнего времени экспериментальных данных о спектральных распределениях быстрых нейтронов при прохождении через вещество практически не было главным образом из-за отсутствия надежного метода измерения энергии нейтронов в присутствии γ-фона. Развитие сцинтилляционного метода позволило разработать спектрометры, мало чувствительные к γ-излучению и в то же время обладающие высокой эффективностью регистрации нейтронов [1, 2]. С помощью таких спектрометров оказалось возможным изучать спектры быстрых нейтронов, прошедших через различные материалы в присутствии интенсивного γ-фона, например, на реакторах. Настоящая работа является продолжением ранее опубликованной [3], в которой сообщалось о деформации спектра быстрых нейтронов реактора, прошедших через полиэтилен.

Аппаратура

Для измерения спектров быстрых нейтронов применялся сцинтилляционный спектрометр с одним водородсодержащим датчиком [2], дискриминация γ-фона в котором осуществлялась пространственным зарядом между последним динодом и анодом фотоумножителя [4]. Эта схема позволяет применить спектрометр для измерений в наиболее высоком по сравнению с другими схемами γ-фоне [5]. Эксперименты с источником Co^{60} показали, что спектрометр не регистрирует γ-излучение с максимальной энергией 1,33 *Мэв*, если мощность дозы его не превышает примерно 15 *мкр/сек*. При этом энергетический порог спектрометра (по шкале энергии нейтронов) E^*_{n1} равен 0,4 *Мэв*.

Спектрометр быстрых нейтронов собран на фотоумножителе ФЭУ-33 с кристаллом стильбена диаметром 30 и высотой 20 *мм*. Градуировался спектрометр с помощью источников γ-излучения Cs^{137}, Zn^{65}, Co^{60} и Na^{24}, а также по γ-излучению с энергиями 3,6 и 4,46 *Мэв*, сопровождающему образование нейтронов в Po — B- и Po — Be-источниках. Спектр комптоновских электронов измерялся на 100-канальном анализаторе АИ-100-1. Величина амплитуды (номер канала), соответствующая максимальной энергии электронов, определялась методом, предложенным в работе [6], т. е. по положению максимального спада в измеренном

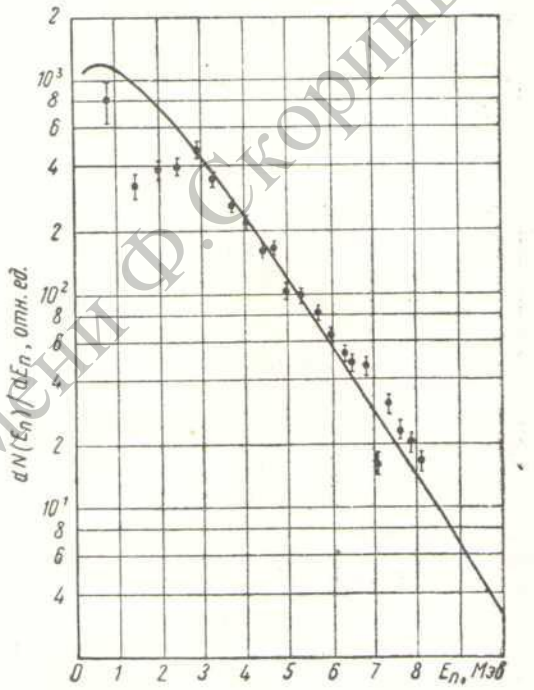

Рис. 1. Спектр нейтронов источника, имитирующего нейтроны деления (точки), и спектр нейтронов деления U^{235} (сплошная линия) [11].

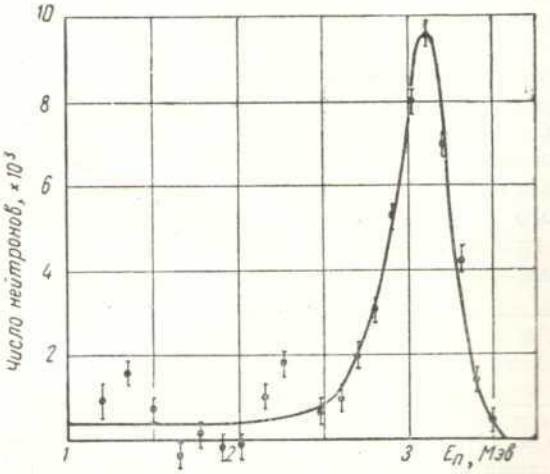

Рис. 2. Спектр нейтронов в реакции D (d, n) He^3.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

амплитудном распределении. Переход от энергии электронов к энергии протонов был сделан по данным работы [7]. Одновременно с градуировкой спектрометра проверялась линейность его электронных схем.

Качество работы спектрометра проверяли путем измерения спектров нейтронов источника Po — B, источника, имитирующего спектр нейтронов деления (рис. 1), а также спектра нейтронов, образующихся в реакции D (d, n) He^3 (рис. 2). Полученные результаты хорошо согласуются с опубликованными данными [8, 9].

Геометрия измерений

Спектры быстрых нейтронов, прошедших через слои графита, железа и свинца, измерялись на водо-водяном исследовательском реакторе в барьерной геометрии. Для измерений в нишу в защите реактора устанавливались блоки из исследуемых материалов. Размер кладки со стороны активной зоны реактора 680 × 680 *мм*, а на расстоянии 600 *мм* от нее 950 × 950 *мм*, толщина слоя исследуемых материалов наращивалась в сторону датчика спектрометра.

Так как при измерениях мощность дозы γ-излучения значительно превышала 15 *мкр/сек*, то между активной зоной реактора и исследуемым материалом устанавливался барьер из свинца толщиной 10 *см*. Спектр, измеренный за этим барьером, принимался за «нулевой». Чтобы уменьшить влияние на работу спектрометра захватного γ-излучения от тепловых и надтепловых нейтронов в кладках из графита ($\varrho = 1{,}67$ *г/см*^{3}) и железа (Ст.-3, $\varrho = 7{,}8$ *г/см*^{3}) устанавливались прослойки из борсодержащего графита и борсодержащей стали (концентрация бора ~10 и ~0,8 вес.% соответственно). Полная толщина слоя борсодержащей стали составляла примерно 20%, а борсодержащего графита — примерно 10% от общей толщины слоя исследуемого материала. Простой расчет показывает, что макроскопическое сечение бора в графите составляет не более 0,9% от полного усредненного сечения в смеси графита и графита с бором; в железе эта величина еще меньше (0,7%). В экспериментах со свинцом ($\varrho = 11{,}3$ *г/см*^{3}) борсодержащие материалы в кладку не вводились. При измерениях датчик спектрометра помещался в широкоугольный коллиматор с углом раствора, охватывающим почти всю поверхность кладки изучаемых материалов, обращенную к датчику. Боковые стенки коллиматора были сделаны из свинца и смеси парафина с карбидом бора. В коллимационное отверстие, так же как и в работе [2], вставлялся фильтр из висмута толщиной 5 *см*.

Методика измерений

Несмотря на то что были приняты специальные меры для снижения фона, создаваемого γ-излучением, в экспериментах на реакторе выяснилось, что при энергетическом пороге $E^*_{n1} = 0{,}4$ *Мэв* в амплитудном распределении обнаруживаются искажения, обусловленные регистрацией комптоновских электронов с энергией больше примерно 3 *Мэв*. Искажения заметны в области энергии нейтронов >6 *Мэв* (рис. 3).

При более высоком уровне дискриминации γ-фона, соответствующем энергетическому порогу $E^*_{n2} = 2{,}8$ *Мэв*, импульсов, обусловленных электронами высоких энергий, в амплитудном распределении не наблюдалось (кривая 2 на рис. 3). Следовательно, измеряя спектр при двух энергетических порогах, можно расширить диапазон определяемых энергий нейтронов и избежать искажений в спектре нейтронов из-за регистрации γ-излучения. Поскольку амплитудные распределения, измеренные при энергетических порогах E^*_{n1} и E^*_{n2}, в области энергий нейтронов 4,5—6,5 *Мэв* совпали, то в процессе обработки амплитудных распределений вводилась поправка только для энергетического порога E^*_{n1}.

Этим методом измерены спектры быстрых нейтронов в диапазоне энергий 0,7—11 *Мэв*. Максимальное отношение числа импульсов от нейтронов к числу импульсов от γ-квантов в экспериментах с графитом было примерно равно 1 : 1500 и 1 : 6000 в экспериментах с железом и свинцом* соответственно.

Обработка результатов измерений выполнялась так же, как и в работе [10]. Амплитудное распределение импульсов dN_p/dU преобразовывалось в энергетическое распределение нейтронов dN_n/dE_n по формуле

$$\frac{dN_n}{dE_n} = -\frac{E_n}{\varepsilon(E_n)}\alpha_1\alpha_2\left[\frac{dU}{dE_p}\cdot\frac{d}{dU}\left(\frac{dU}{dE_p}\cdot\frac{dN_p}{dU}\right)\right]\left[1-\frac{E^*_{n,i}}{E_n}\right]^{-1}_{\substack{E_n=E_p\\ i=1}},$$

*При этом соотношение самих потоков нейтронов и γ-квантов было примерно равно 1 : 3000 и 1 : 12 000 соответственно.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины

где $\varepsilon(E_n)$ — эффективность спектрометра в зависимости от энергии нейтронов; α_1 и α_2 — поправки на краевой эффект и вторичное рассеяние нейтронов в кристалле датчика спектрометра, рассчитанные по данным работы [10];

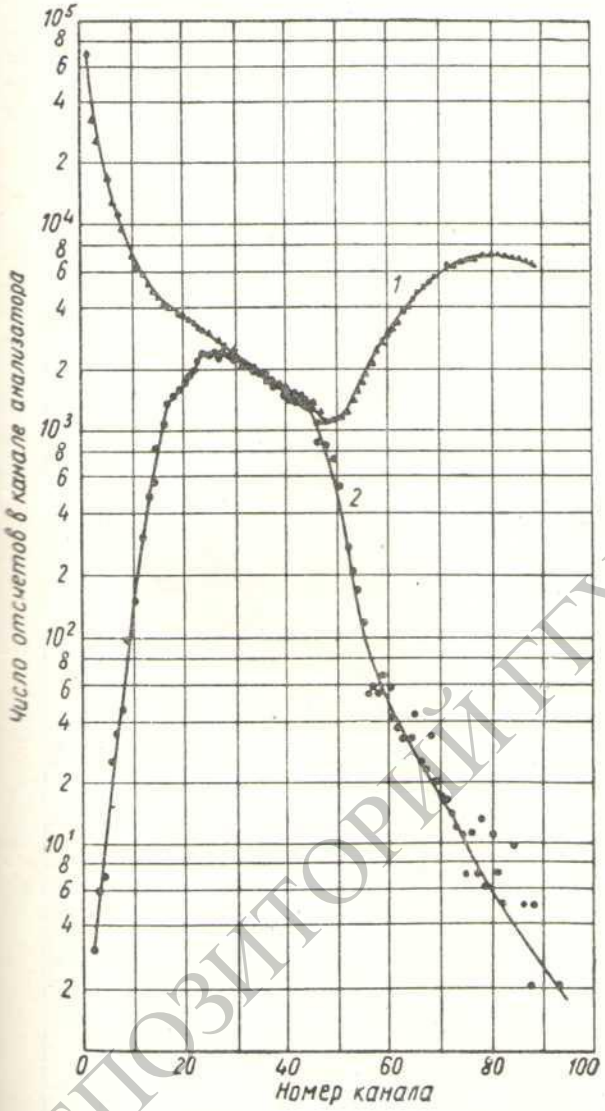

Рис. 3. Амплитудное распределение импульсов, полученное при измерении спектра быстрых нейтронов за слоем графита толщиной 135 *см* при $E^*_{n1}=0{,}4$ *Мэв* и $E_{n2}=2{,}8$ *Мэв* (на рисунке кривые *1* и *2* соответственно).

dU/dE_p — зависимость амплитуды импульсов (выхода люминесценции кристалла) от энергии протонов. Эффективность спектрометра определялась по формуле $\varepsilon(E_n)=1-e^{-\Sigma_H(E_n)d}$, где $\Sigma_H(E_n)$ — макроскопическое полное сечение для водорода в кристалле стильбена толщиной d.

Максимальная ошибка измерений в области энергий нейтронов 4—6 *Мэв* не больше 5%, в области энергий 9—10 *Мэв* не больше 20%. При энергии нейтронов 0,7 *Мэв* в отдельных измерениях ошибка достигала 30%. Величина суммарной ошибки определялась статистической ошибкой и ошибкой в определении энергетического порога, причем первая существенна в области больших энергий, а вторая — в области малых энергий. Ошибки в определении мощности реактора, толщины и плотности материала невелики и в расчете не учитывались.

Результаты измерений

Деформация спектра быстрых нейтронов в графите. Измеренные спектры быстрых нейтронов из активной зоны реактора, прошедших через слои графита различной толщины, показаны на рис. 4. Кривая *1* на этом рисунке — «нулевой» спектр, т. е. спектр быстрых нейтронов за слоем свинца толщиной 10 *см*; как видно, при $E_n \gtrsim 2$ *Мэв* он совпадает в пределах ошибки со спектром нейтронов деления. Некоторое различие в спектрах при меньшей энергии нейтронов, по-видимому, связано с рассеянием нейтронов в активной зоне реактора и свинцовом барьере [3].

На рис. 4 приведены рассчитанные методом моментов спектры быстрых нейтронов в углероде для плоского изотропного источника нейтронов спектра деления в бесконечной среде [11], нормированные к результатам эксперимента при $E_n = 5{,}45$ *Мэв* и толщине слоя графита 22,5 *см*. Из рисунка видно, что при толщинах слоя графита 22,5 и 45 *см* и при энергиях нейтронов, больших примерно 5 *Мэв*, рассчитанные спектры в пределах ошибки эксперимента совпадают с измеренными. При $E_n < 4{,}5$ *Мэв* измеренные потоки нейтронов меньше рассчитанных в два-три раза. Расхождение частично можно объяснить различием в геометриях, принятых при расчете и эксперименте. К сожалению, в работе [11] проведен расчет до толщины графита 120 *г/см*². В измеренных спектрах (при толщине слоя больше 45 *см*) в области энергии нейтронов 3—7 *Мэв* заметны максимумы и минимумы, обусловленные нерегулярностями в энергетической зависимости полного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами углерода [12]. По мере увеличения толщины слоя графита нерегулярности в спектре выявляются резче.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины

Полученные спектральные распределения позволили построить функции ослабления отдельных энергетических групп быстрых нейтронов в графите. Для этого были выбраны следующие энергетические интервалы: 3—11; 5—11; 7—11 *Мэв* и 0,7—1,5; 1,5—2,5; 2,5—4; 4—10 *Мэв*. Первые три интервала совпадают с энергетическими группами нейтронов, регистрируемых радиоактивными индикаторами $P(n, p)$; Al (n, p) и Al (n, α) [13]. Эти группы выбраны для сравнения полученных результатов с опубликованными ранее; остальные группы — с целью получить данные для многогрупповых (например, десятигрупповых) расчетов защиты.

Из функций ослабления отдельных энергетических групп нейтронов (рис. 5) рассчитаны длины релаксаций λ и сечения выведения $\sigma_{1/\lambda}$ как величины, обратные длинам релаксаций (табл. 1). С увеличением толщины слоя

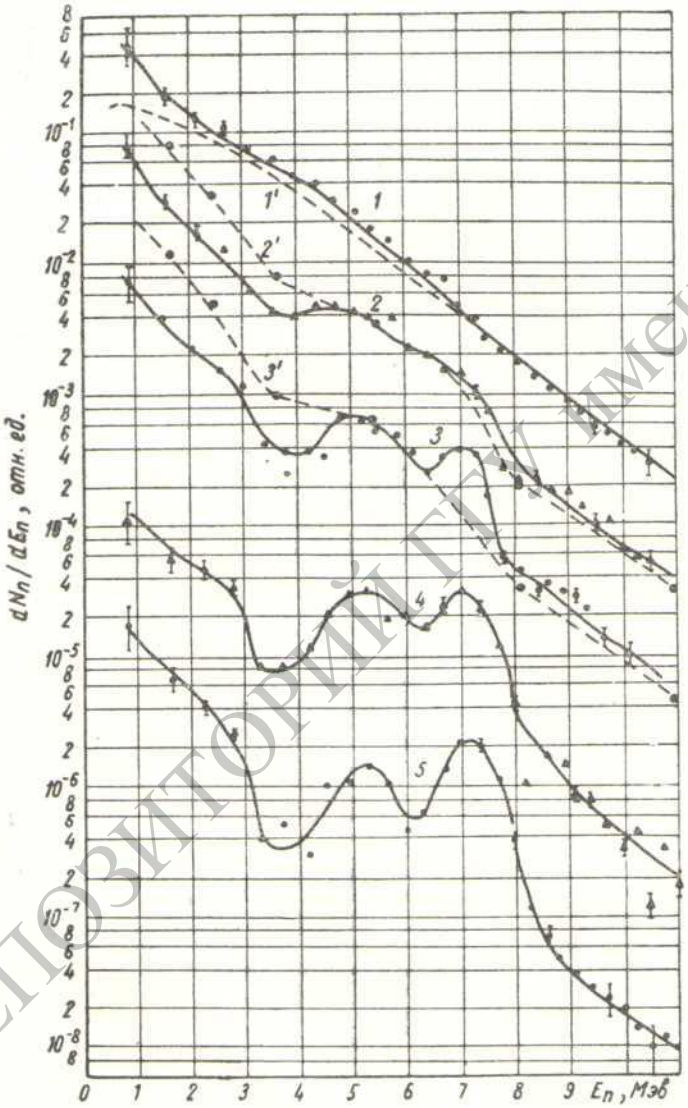

Рис. 4. Спектры быстрых нейтронов деления, прошедших через графит:

1 — без графита; *2*, *3*, *4*, *5* — толщина слоя графита 22,5; 45; 92,5 и 135 см соответственно; *1'* — спектр нейтронов деления; *2'*, *3'* — результаты расчета [11].

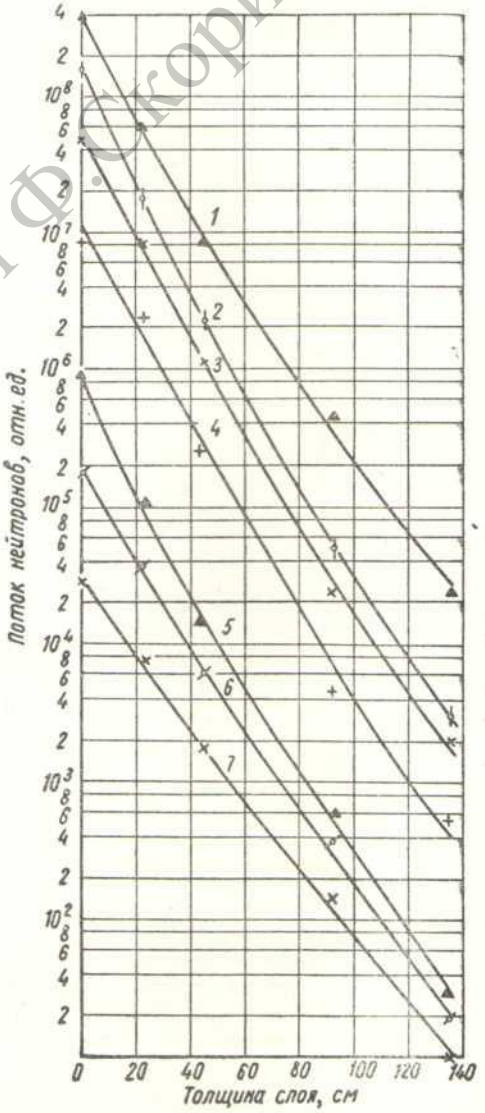

Рис. 5. Пространственное распределение отдельных энергетических групп нейтронов в графите:

1 — 4÷10 *Мэв*; *2* — 2,5÷4 *Мэв*; *3* — 1,5÷2,5 *Мэв*; *4* — 0,7÷1,5 *Мэв*; *5* — 3÷11 *Мэв*; *6* — 5÷11 *Мэв*; *7* — 7÷11 *Мэв*.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины

Таблица 1

Длина релаксации λ (*см*) и сечения выведения $\sigma_{1/\lambda}$(*барн*) для быстрых нейтронов в графите

Энергетическая группа, *Мэв*	Толщина слоя							
	0—30		30—60		60—90		90—135	
	λ	$\sigma_{1/\lambda}$	λ	$\sigma_{1/\lambda}$	λ	$\sigma_{1/\lambda}$	λ	$\sigma_{1/\lambda}$
3—11	10,5	1,13	13,2	0,90	14,0	0,85	15,7	0,76
5—11	13,2	0,90	14,1	0,85	15,7	0,76	16,5	0,73
7—11	15,7	0,76	16,7	0,72	17,8	0,68	18,3	0,66
0,7—1,5	11,9	1,00	12,5	0,95	12,8	0,93	15,1	0,79
1,5—2,5	11,2	1,06	12,0	0,99	13,1	0,91	15,2	0,78
2,5—4	10,1	1,18	11,5	1,03	12,6	0,94	14,7	0,81
4—10	11,5	1,03	12,6	0,94	14,7	0,81	16,7	0,71

графита $\sigma_{1/\lambda}$ уменьшается. Это обстоятельство характерно для сред с большой длиной релаксации нейтронов и для неточечного источника нейтронов [11]. Для слоя графита больше 60 *см* с ростом энергии нейтронов обнаруживается незначительное уменьшение $\sigma_{1/\lambda}$. Полученные из экспериментов длины релаксации и сечения выведения хорошо согласуются с данными других работ при энергии нейтронов

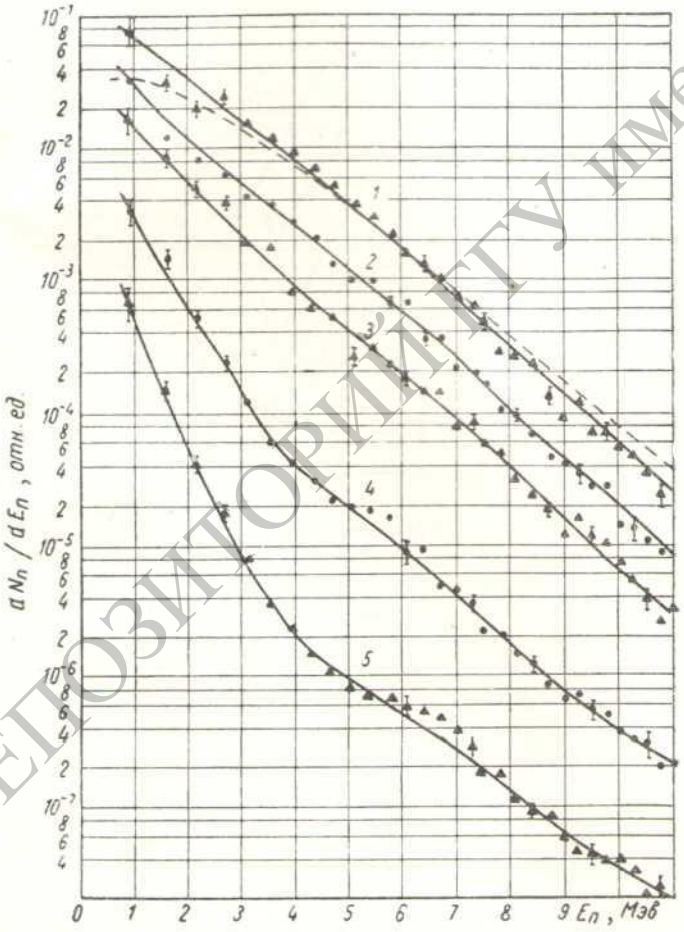

Рис. 6. Спектры быстрых нейтронов деления, прошедших через свинец:

1 — без свинца (пунктир — спектр нейтронов деления); *2,3,4,5* — толщина слоя свинца 12; 24; 49 и 74*см* соответственно.

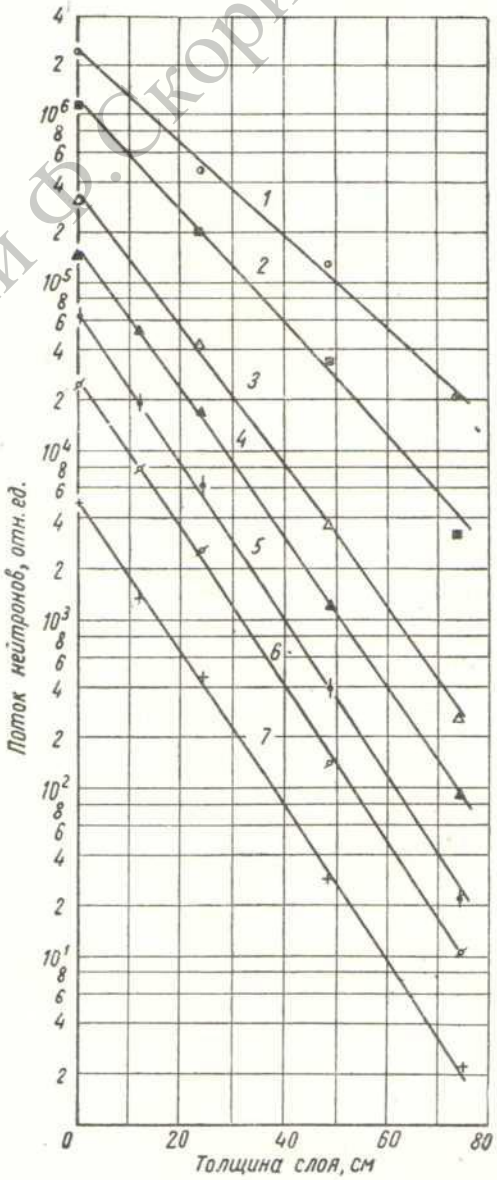

Рис. 7. Пространственное распределение отдельных энергетических групп нейтронов в свинце (см. кривые *1—7* на рис. 5).

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины

больше 3 *Мэв* [14, 15]. Эти величины в области меньших энергий для спектра нейтронов деления ранее в литературе не приводились.

Деформация спектров быстрых нейтронов в свинце и железе. Спектры быстрых нейтронов, прошедших через слои свинца различной толщины, показаны на рис. 6. Из рисунка видно, что при $E_n > 4$ *Мэв* с увеличением толщины слоя вид спектра и наклон его не меняется и остается примерно таким же, как и у нулевого спектра (за слоем свинца толщиной 10 *см*). В то же время в области меньших энергий нейтронов заметно значительное смягчение спектра с увеличением толщины слоя свинца, т. е. заметно относительное накопление числа нейтронов с энергией 0,7—3 *Мэв*. Такое изменение спектра хорошо согласуется

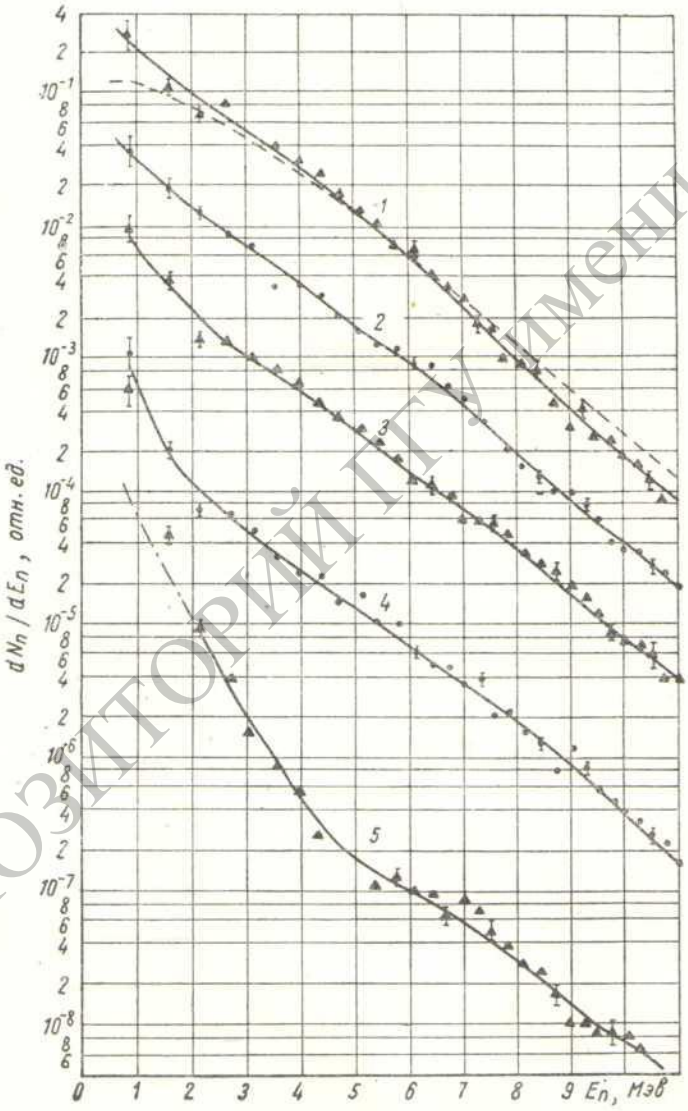

Рис. 8. Спектры быстрых нейтронов деления, прошедших через железо:

1 — без железа (пунктир — спектр нейтронов деления); *2, 3, 4, 5* — толщина слоя железа 10,4; 20,4; 40 и 65 *см* соответственно.

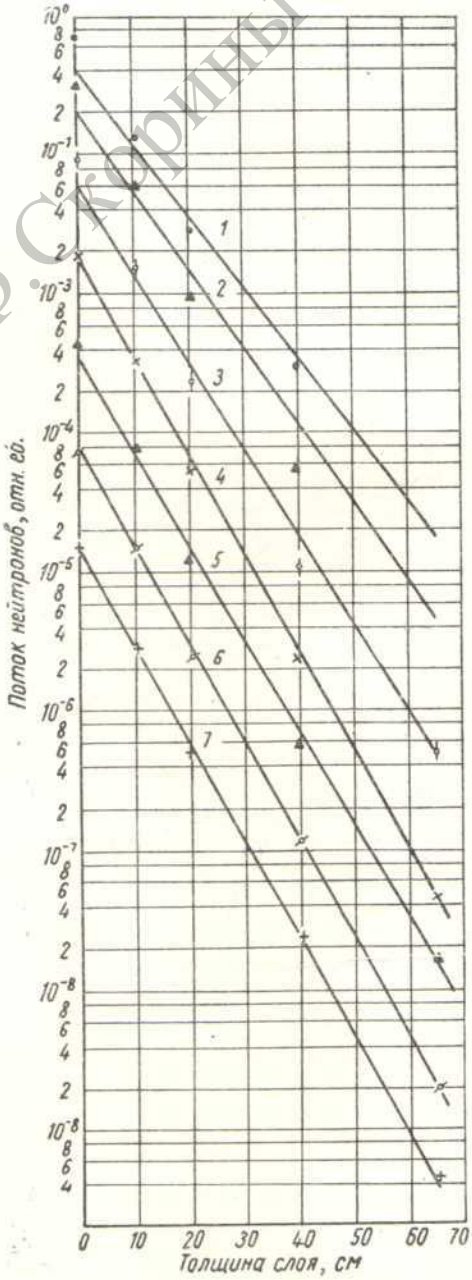

Рис. 9. Пространственное распределение отдельных энергетических групп нейтронов в железе (см. кривые *1—7* на рис. 5).

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины

с тем, что в области энергий больше ~ 3 *Мэв* сечение неупругого рассеяния почти не зависит от энергии, а при $E_n < 3$ *Мэв* резко уменьшается с уменьшением энергии [12].

Из пространственных распределений отдельных энергетических групп нейтронов (рис. 7) рассчитаны λ и $\sigma_{1/\lambda}$ как величины, обратные длинам релаксации (табл. 2). С ростом энергии

Таблица 2

Длина релаксации λ (*см*) и сечения выведения $\sigma_{1/\lambda}$ (*барн*) для быстрых нейтронов в свинце и железе

Энергетическая группа, *Мэв*	Толщина слоя					
	свинец				железо	
	0—30		30—75		0—65	
	λ	$\sigma_{1/\lambda}$	λ	$\sigma_{1/\lambda}$	λ	$\sigma_{1/\lambda}$
3—11	10,3	2,96	9,8	3,12	6,4	1,86
5—11	9,7	3,15	9,6	3,18	6,1	1,95
7—11	9,8	3,12	9,7	3,15	6,1	1,95
0,7—1,5	15;4	1,98	15,8	1,93	8,5	1,40
1,5—2,5	12,6	2,42	12,8	2,38	7,8	1,53
2,5—4,0	10,9	2,80	10,5	2,90	6,8	1,75
4,0—10	9,8	3,12	9,5	3,23	6,1	1,95

нейтронов (в интервале 0,7—4 *Мэв*) длина релаксации нейтронов для свинца уменьшается, что хорошо согласуется с данными работы [13]. В интервале 4—10 *Мэв* длина релаксации практически не зависит от энергии нейтронов, а величины $\sigma_{1/\lambda}$ в этом интервале несколько меньше результатов, приведенных в работе [14], поскольку сечения выведения определялись для слоя свинца в воде. Величины $\sigma_{1/\lambda}$ в области энергий нейтронов меньше 3 *Мэв* (для энергетических интервалов 0,7—1,5; 1,5—2,5; 2,5—4,0 *Мэв*) для спектра нейтронов деления ранее в литературе не приводились.

Общий характер деформации спектра при прохождении через слои железа примерно такой же, как и для свинца (рис. 8). При толщине слоя железа 65 *см* в области энергий <2 *Мэв* из-за перегрузки сцинтилляционного спектрометра нейтронами промежуточных энергий спектр точно измерить не удалось.

На рис. 9 показано пространственное распределение энергетических групп нейтронов в железе. Значения $\sigma_{1/\lambda}$ (см. табл. 2) в интервалах 3—11; 5—11 и 7—11 *Мэв* несколько меньше данных, приведенных в работе [16]. Небольшое расхождение, по-видимому, связано с различием в геометриях экспериментов. (Измерения в работе [16] сделаны для плоского мононаправленного источника нейтронов.) Из сравнения $\sigma_{1/\lambda}$ (настоящая работа) с сечением выведения $\sigma_в$, полученным для слоя железа в воде [13], видно, что при $E_n \geqslant 5$ *Мэв* $\sigma_в = \sigma_{1/\lambda}$. Величины сечений выведения нейтронов спектра деления для железа при $E_n < 3$ *Мэв* ранее в литературе не приводились.

Для сравнения в табл. 3 собраны известные данные о сечениях выведения, полученные в экспериментах с нейтронами спектра деления.

Таблица 3

Сечения выведения для углерода, свинца и железа

Вещество	Плотность, *г/см*³	Сечения выведения для слоя		$\sigma_{1/\lambda}$ при эффективном пороге 3 *Мэв*, *барн*
		[14]	[15]	
Графит	1,67	0,89±0,01	0,81±0,05	0,89 [11]
Железо	7,83	1,98±0,17	1,98±0,08	1,81 [16]
Свинец	11,3	3,3±0,1	3,53±0,30	—

Рассчитанные длины релаксаций и сечения выведения можно использовать при расчете защиты реакторов. Подобные измерения предполагается провести и для других материалов, используемых в биологической защите.

Авторы благодарят А. Л. Баринова за участие в экспериментах, Ю. Г. Анисимова, В. Н. Козырева и Т. В. Ручьеву за помощь в измерениях и обработке результатов.

Поступила в Редакцию 28/V 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Brooks. Nucl. Instrum., No. 4, 151 (1959).
2. Ю. А. Егоров, Ю. В. Панкратьев. В сб. «Вопросы физики защиты реакторов». М., Госатомиздат, 1963, стр. 304.
3. В. Н. Аваев и др. «Атомная энергия», **15**, 20 (1963).
4. R. B. Owen. Nucleonics, **17**, No. 9, 92 (1959).
5. Ю. А. Егоров, Ю. В. Орлов, Ю. В. Панкратьев. См. [2], стр. 310.
6. D. Macder, R. Müller, V. Wintersteiger. Helv. phys. acta, **26**, 3 (1954).
7. Б. В. Рыбаков, В. А. Сидоров. Спектрометрия быстрых нейтронов. Приложение № 6 к журналу «Атомная энергия». М., Атомиздат, 1958.
8. В. А. Дулин и др. «Приборы и техника эксперимента», № 2, 35 (1961).
9. E. Tochilin. Nucleonics, **16**, No. 11 (1958).
10. H. W. Brock, G. E. Anderson. Rev. Scient. Instrum., **31**, 1063 (1960).
11. Г. Гольдштейн. Основы защиты реакторов. М., Госатомиздат, 1961.
12. D. Hughes, R. Schwartz. Neutron Cross Sections. N. Y., BNL, 1958.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины