

атома. В области энергии 1—10 эв полное сечение рассеяния $\sigma_s(E_0)$ экстраполировалось по формуле (4), исходя из его значения, полученного при энергии 1 эв.

В работе [5] для вычисления спектра надтепловых нейтронов использовались величины

$$\tilde{\sigma}_n(E) = \int \sigma(E_0 \rightarrow E, \theta) (E_0 - E)^n dE_0 d\Omega$$

(где $n = 0, 1, 2$), названные сопряженными моментами потери энергии. Вычисление сопряженных моментов в приближении малых времен рассеяния по Вику, оказавшееся весьма громоздким, приводит к следующим результатам:

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}_0(E) = \sigma_0 & \left[\frac{(\mu+1)^2}{2\mu} \ln \frac{\mu+1}{\mu-1} + \right. \\ & + \frac{1}{3\mu} \cdot \frac{K_{Av}}{E} - \frac{3\mu+1}{12\mu(\mu+1)} \cdot \frac{B_{Av}}{E^2} + \\ & \left. + \frac{2(4\mu+1)}{15\mu(\mu+1)^2} \cdot \frac{\langle K^2 \rangle_{Av}}{E^2} \right]; \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{\sigma}_1(E)}{E} = \sigma_0 & \left[\frac{(\mu+1)^2}{(\mu-1)^2} - \frac{(\mu+1)^2}{2\mu} \ln \frac{\mu+1}{\mu-1} + \right. \\ & + \frac{4}{3(\mu-1)^2} \cdot \frac{K_{Av}}{E} + \frac{3\mu+1}{12\mu(\mu+1)} \cdot \frac{B_{Av}}{E^2} - \\ & \left. - \frac{2(4\mu+1)}{15\mu(\mu+1)^2} \cdot \frac{\langle K^2 \rangle_{Av}}{E^2} \right]; \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_2(E)}{E^2} = \sigma_0 & \left[\frac{(\mu+1)^2}{2\mu} \ln \frac{\mu+1}{\mu-1} - \frac{(\mu^2-4\mu+1)(\mu+1)^2}{(\mu-1)^4} + \right. \\ & + \frac{8\mu(\mu^2+2\mu+3)}{3(\mu-1)^4} \cdot \frac{K_{Av}}{E} + \frac{4\mu^2}{2(\mu+1)(\mu-1)^3} \cdot \frac{B_{Av}}{E^2} + \\ & \left. + \frac{16\mu^2(\mu^2+5)}{(\mu-1)^4(\mu+1)^2} \cdot \frac{K_{Av}}{E^2} \right]. \end{aligned} \quad (17)$$

В работе [6] получены формулы для обычных и сопряженных моментов потери энергии в случае кристаллов с кубической симметрией. При этом использовался метод, эквивалентный по своим физическим предположениям методу Плачека, поэтому коэффициенты разложения перед степенями обратной энергии имеют вид разложения по степеням $1/\mu$. Легко убедиться, что если в формулах (1)–(3) и (15)–(17) указанные коэффициенты разложить по степеням $1/\mu$, то начальные члены разложения (до $1/\mu^3$ включительно) совпадут с коэффициентами, полученными в работе [6].

Поступила в Редакцию 3/X 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Placzek. Phys. Rev., 86, 377 (1952).
2. G. Wick. Phys. Rev., 94, 1228 (1954).
3. В. Ф. Турчин. Медленные нейтроны. М., Госатомиздат, 1963.
4. E. Melkonian. Phys. Rev., 76, 1750 (1949).
5. В. Ф. Турчин. В сб. «Нейтронная физика». М., Госатомиздат, 1961, стр. 66.
6. В. Ф. Турчин. Там же, стр. 74.

УДК 621.039.538.7

Ослабление излучений реактора серпентиновым бетоном

Г. А. Васильев, А. П. Веселкин, Ю. А. Егоров,
В. А. Кучеряев, Ю. В. Панкратьев

Описаны эксперименты по изучению защитных свойств бетона на серпентиновом заполнителе. Показано, что защитные свойства такого бетона по отношению к нейтронам несколько лучше, а по отношению к γ -излучению не хуже, чем у лимонитового бетона. В то же время такой бетон значительно лучше противостоит влиянию температуры, и его можно рекомендовать для использования в защите реакторов по крайней мере до температур 450° С.

Для того чтобы бетон обладал хорошими защитными свойствами по отношению к нейтронам и γ -излучению одновременно, в его состав должны входить ядра тяжелых и легких

элементов. При этом важным фактором является плотность бетона. Эффективное ослабление нейтронов бетоном связано, в частности, с наличием в его составе водорода, содержащегося в химически связанной воде и воде, входящей в состав заполнителей. Поэтому целесообразно максимально увеличивать содержание воды в бетоне и добиваться ее сохранения в процессе эксплуатации бетонной защиты. Если температура находящегося в работе бетона повышенная, то связанная цементом при твердении бетона вода постепенно теряется. Например, при температуре 100° С обычный бетон теряет бо-

лее половины связанной воды [1]. При более высокой температуре бетона потеря воды увеличивается. Поскольку бетонная защита реактора обычно подвержена действию повышенных температур, со временем ее защитные свойства ухудшаются, поэтому в состав бетона полезно вводить заполнители, содержащие кристаллизационную воду, которая сохраняется при высоких температурах.

Одним из таких заполнителей является минерал серпентин ($3\text{MgO} \cdot 2\text{SiO}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$), содержание кристаллизационной воды в котором составляет примерно 13 вес.%. (Содержание кристаллизационной воды в серпентине зависит от месторождения руды; оно может несколько изменяться.) Серпентин теряет кристаллизационную воду при нагревании до температур больше 480°C [2, 3]. По данным работы [3], бетон с серпентиновым заполнителем может применяться в защите при ее температуре до 480°C ; при температуре 430°C потеря кристаллизационной воды за 10 лет составит около 5% от количества воды, содержащейся в бетоне после первых 10 ч нагревания [3].

В природе серпентин содержится в горной породе, называемой серпентинитом. Удельный вес серпентинитовой породы 2,5–2,7 г/см³. Кроме магния, кремния, кислорода и воды в породе обычно содержится до 8–10 вес.% железа, а также незначительные количества кальция и алюминия. В Советском Союзе серпентинит широко распространен на Урале, Кавказе и в ряде мест Сибири и Казахстана. Большие количества его скапливаются в отвалах асбестовых рудников. Стоимость серпентинового бетона ~ 25 руб/м³, т. е. немного больше обычного строительного бетона [4].

В настоящей работе приводятся результаты исследования защитных свойств бетона с объемным весом 2,2 т/м³ на серпентиновом заполнителе (серпентин вводился в виде песка — мелкий заполнитель и в виде щебня — крупный заполнитель). Бетон приготовлялся на портланд-цементе марки М-500. Характеристики бетона и его химический состав приведены в табл. 1 и 2. При расчете содержания воды в бетоне (см. табл. 2) учитывалась только кристаллизационная вода в серпентине (10,2 вес.%) и вода, связанная при твердении бетона цементом (20% от веса цемента в бетоне [1]). Возраст исследованного бетона более 28 суток. Физико-механические свойства этого бетона подробно описаны в работе [2]. Следует отметить, что примерно такое же ко-

Таблица 1

Характеристики серпентинового бетона

Расход материалов, кг/м ³ бетона				Отношение вода/цемент	Осадка конуса, см	Объемный вес свежеприготовленного бетона, т/м ³
цемент	песок	щебень	вода			
300	786	1000	224	0,75	1,0	2,31

Таблица 2

Химический состав серпентинового бетона, вес. %

SiO ₂	Al ₂ O ₃	Fe ₂ O ₃	CaO	MgO	H ₂ O	SO	Прочее
40	2,73	8,12	10,85	25,7	11,3	0,09	1,21

личество воды содержит бетон с лимонитовым заполнителем. Его химический состав мало отличается (за исключением содержания в нем железа и магния) от состава серпентинового бетона, и, следовательно, можно ожидать, что защитные свойства того и другого бетона должны быть близкими. Однако лимонит теряет воду почти полностью при 120°C [2] и при этом его защитные свойства резко ухудшаются, а у бетона на серпентиновом заполнителе защитные свойства не меняются при нагревании даже до 450°C .

Условия эксперимента и аппаратура

Защитные свойства серпентинового бетона изучались на исследовательском водо-водяном реакторе. Бетонные плиты устанавливались в специальной нише в бетонной защите реактора; по мере удаления от активной зоны реактора ниша постепенно расширяется, поэтому плиты были изготовлены трех размеров: $670 \times 670 \times 100$, $940 \times 940 \times 100$ и $1140 \times 1140 \times 100$ мм.

Пространственное распределение потоков быстрых нейтронов в условиях полубесконечной геометрии измерялось с помощью пороговых радиоактивных индикаторов из индия, фосфора и алюминия [5]. Индикаторы облучались в борно-кадмиевых фильтрах, что давало возможность снизить активацию индикаторов тепловыми и надтепловыми нейтронами. Распределение потоков тепловых и надтепло-

вых нейтронов исследовалось с помощью индикаторов из диспрозия (Dy^{164}), которые облучались в кадмиевых фильтрах толщиной 0,5 мм и без фильтров. Наведенная активность индикаторов определялась на сцинтилляционном счетчике, включенном в схему спектрометра [6].

При измерениях индикаторы размещались в каналах, проделанных в плитах. Так как в процессе эксперимента индикаторы размещались одновременно в нескольких каналах, то для исключения взаимного влияния индикаторов каналы были смещены относительно оси ниши. Каналы, не занятые индикаторами, закрывались пробками.

Исследовалась также деформация спектра быстрых нейтронов ($E \geq 0,9$ Мэв) после прохождения их через барьеры из бетона различной толщины. В этих измерениях применялся спектрометр быстрых нейтронов [7]. Методика измерения и обработки результатов описана в работе [8].

В барьерной геометрии ослабление мощности дозы нейтронов было измерено с помощью изодозного детектора [9]. В этом эксперименте так же, как и при измерениях деформации спектра, толщина защиты наращивалась в направлении от источника к датчику. Ослабление мощности дозы γ -излучения изучалось сцинтилляционным γ -дозиметром без «хода с жесткостью» [10] в условиях полубесконечной геометрии.

Ослабление потока быстрых нейтронов

На рис. 1 показаны измеренные с помощью пороговых индикаторов функции ослабления потоков быстрых нейтронов в серпентинном бетоне. В полученные кривые ослабления были внесены поправки на геометрическое ослабление потока быстрых нейтронов вдоль оси ниши.

Величина поправки была определена путем активации этих же индикаторов в свободной от бетона нише.

Из рис. 1 следует, что ослабление потоков быстрых нейтронов каждой энергетической группы происходит по экспоненте с постоянной длиной релаксации. Потоки нейтронов с энергиями больше $\sim 1,5$ Мэв (индикатор из индия) и ~ 3 Мэв (индикатор из фосфора) убывают с одинаковой длиной релаксации по мере увеличения толщины слоя бетона (табл. 3).

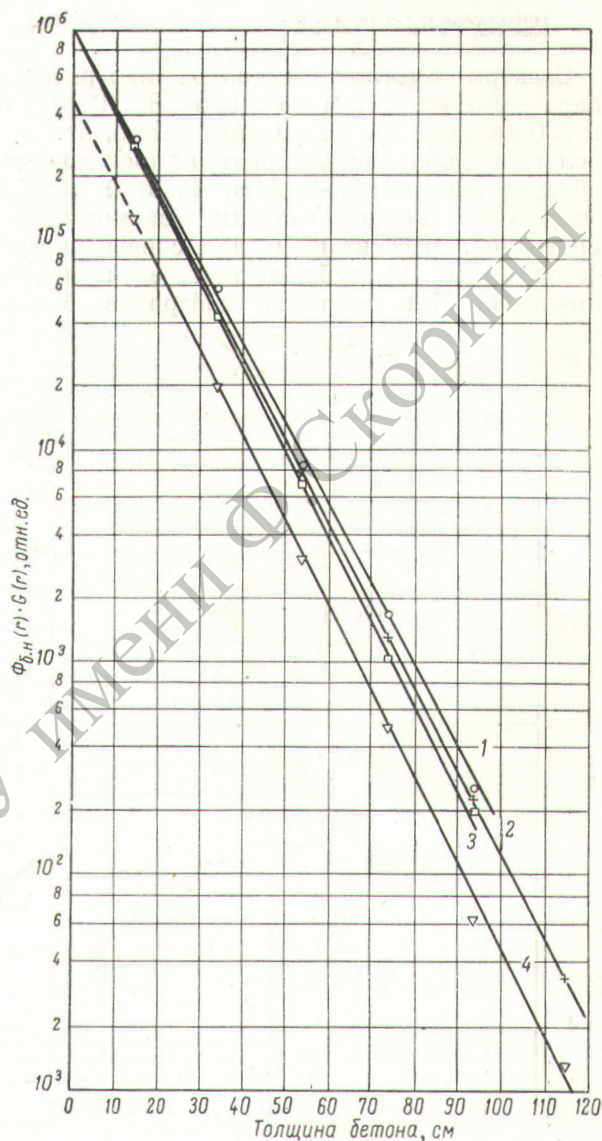


Рис. 1. Функции ослабления потоков быстрых нейтронов в серпентинном бетоне:

1—Al(n, α); 2—Al(n, p); 3—P(n, p); 4—In(n, n').

Таблица 3

Длины релаксации быстрых нейтронов в серпентинном бетоне

Индикатор	$E_{\text{пор}}, \text{ Мэв}$	$E_{\text{эфф}}, \text{ Мэв}$	$\lambda, \text{ см}$
In(n, n')In	0,5	1,5	$10,9 \pm 0,3$
P(n, p)Si	0,97	3	$10,9 \pm 0,3$
Al(n, p)Mg	1,96	5	$11,2 \pm 0,35$
Al(n, α)Na	2,44	7	$11,6 \pm 0,4$

Деформация спектра быстрых нейтронов

Спектры быстрых нейтронов измерены за барьерами из бетона толщиной 0; 10; 30; 60 и 100 см (рис. 2). Из рисунка видно, что наибольшая деформация спектра происходит в области энергий 3—8 Мэв. В этой области энергий в полном сечении взаимодействия нейтронов, рассчитанном для серпентинового бетона (рис. 3), наблюдаются резкие нерегулярности. При энергиях нейтронов больше

8 Мэв спектр нейтронов при прохождении их через бетон практически не меняется, т. е. наклоны этих участков спектра почти не отличаются от наклона начального спектра.

Результаты измерений спектрального распределения нейтронов можно использовать для получения данных, необходимых при многогрупповом расчете пространственного распределения нейтронов в защите. Для получения таких данных были выбраны четыре энергетические группы нейтронов (4—10; 2,5—4; 1,5—2,5 и 0,9—1,5 Мэв)*, выполнено интегрирование спектров в пределах границ каждой группы и определены длины релаксации потоков нейтронов каждой группы:

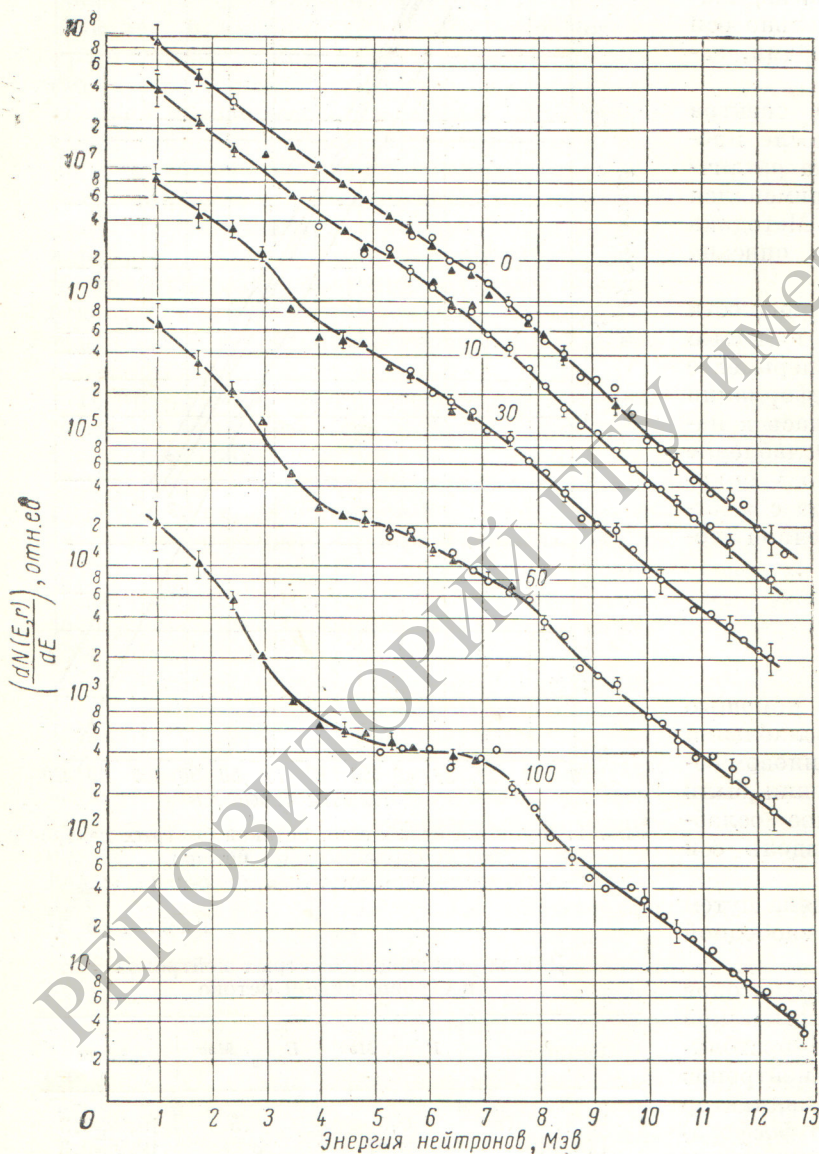


Рис. 2. Спектры быстрых нейтронов реактора, прошедших через различные по толщине барьеры из серпентинового бетона (цифры у кривых — толщины барьера, см):

▲ — энергетический порог спектрометра $E_n = 0,7$ Мэв; ○ — $E_n = 2,8$ Мэв.

Энергия нейтронов в группе, Мэв	Длина релаксации λ , см
0,9—1,5	$11,8 \pm 0,3$
1,5—2,5	$11,5 \pm 0,3$
2,5—4	$10,2 \pm 0,3$
4—10	$10,8 \pm 0,3$
≥ 3	$10,7 \pm 0,3$
≥ 5	$11,1 \pm 0,4$
≥ 7	$12,0 \pm 0,5$

Кроме того, было проведено интегрирование в диапазонах энергий 3—12; 5—12 и 7—12 Мэв, т. е. в областях энергий, начала которых совпадают с эффективными пороговыми энергиями индикаторов $P(n, p)$, $Al(n, p)$, $Al(n, \alpha)$. Сравнение приведенных результатов с данными табл. 3 показывает, что величины длин релаксации, полученные с помощью измерений индикаторами и путем исследования энергетического распределения нейтронов, в пределах ошибки эксперимента совпадают.

Ослабление тепловых и надтепловых нейтронов

Пространственное распределение тепловых и надтепловых нейтронов, измеренное индикатором из диспрозия, показано на рис. 4. Видно, что на малых толщинах бетона наблюдается некоторое на-

* Такое разбиение шкалы энергии нейтронов принимается, например, при десятигрупповом методе расчета защиты.

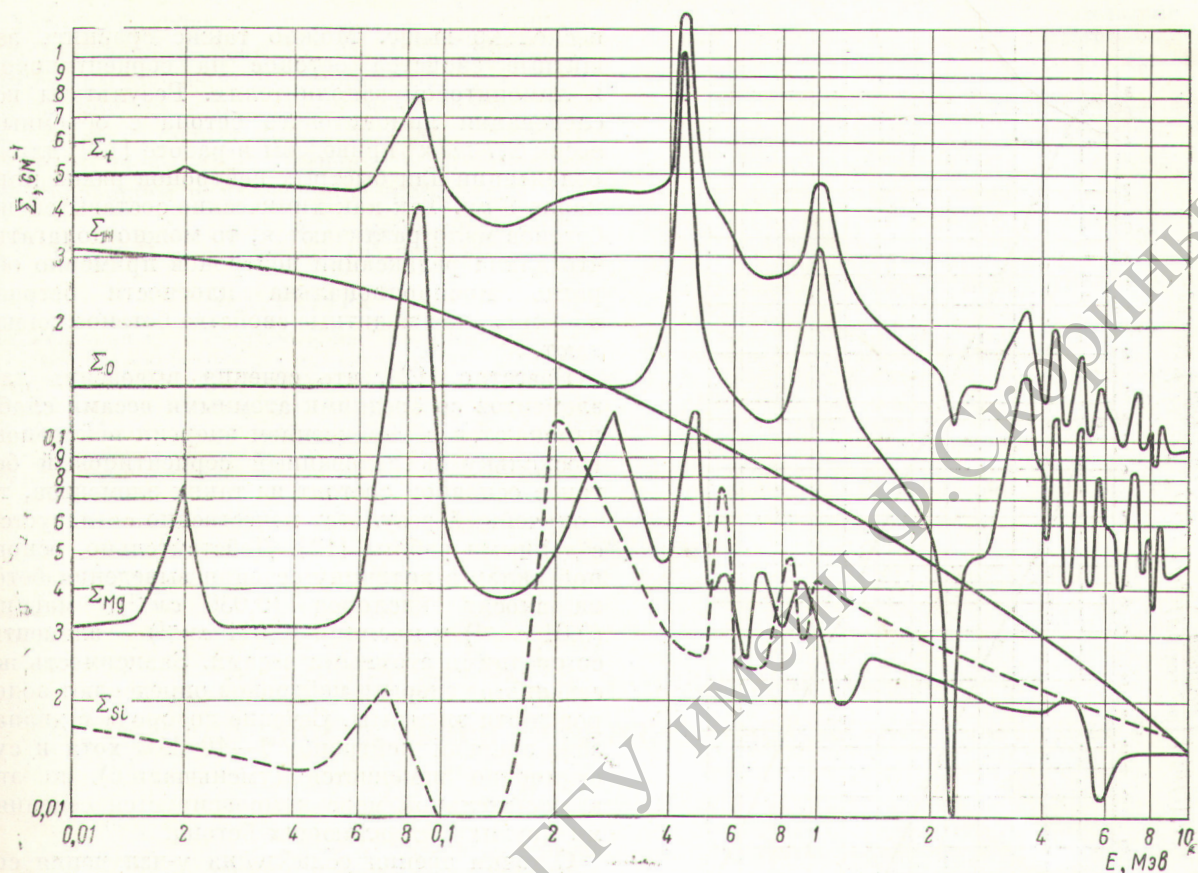


Рис. 3. Полное (Σ_t) и парциальные макроскопические сечения взаимодействия нейтронов для серпентинового бетона.

копление как тепловых, так и надтепловых нейтронов. С увеличением толщины слоя бетона кривые ослабления становятся прямолинейными, и в пределах измеренных толщин наклоны их совпадают. При толщине слоя бетона больше ~ 10 см длина релаксации равна $9,6 \pm 0,25$ см.

Для характеристики соотношения потоков тепловых и надтепловых нейтронов было определено кадмиевое отношение в бетоне (см. рис. 4); при толщинах, больших ~ 20 см, оно постоянно и равно 145.

Необходимо отметить, что в полученных результатах учтено геометрическое ослабление потока вдоль оси ниши, причем поправка была такой же, как и для быстрых нейтронов. На малых расстояниях от активной зоны эта поправка для тепловых и надтепловых нейтронов может оказаться не совсем правильной. На больших расстояниях (~ 40 см) она вполне применима.

Ослабление мощности дозы нейтронов и γ -излучения

При толщинах бетона 0—130 см мощность дозы нейтронов уменьшается; при этом среднее значение длины релаксации на указанной толщине равно $11,3 \pm 0,5$ см.

Пространственное распределение мощности дозы γ -излучения по условиям эксперимента определено только на толщинах, больших 35 см. На толщинах 40—100 см мощность дозы ослабляется по экспоненте при сохранении длины релаксации постоянной ($\lambda_\gamma = 14,7 \pm 0,4$ см).

Обсуждение результатов

Результаты экспериментов с серпентиновым бетоном можно сравнить с данными работы [11], в которой с помощью индикаторов из фосфора определена длина релаксации нейтронов в обычном строительном бетоне, содержащем $\sim 7,6$ вес. % воды. В работе [11] по-

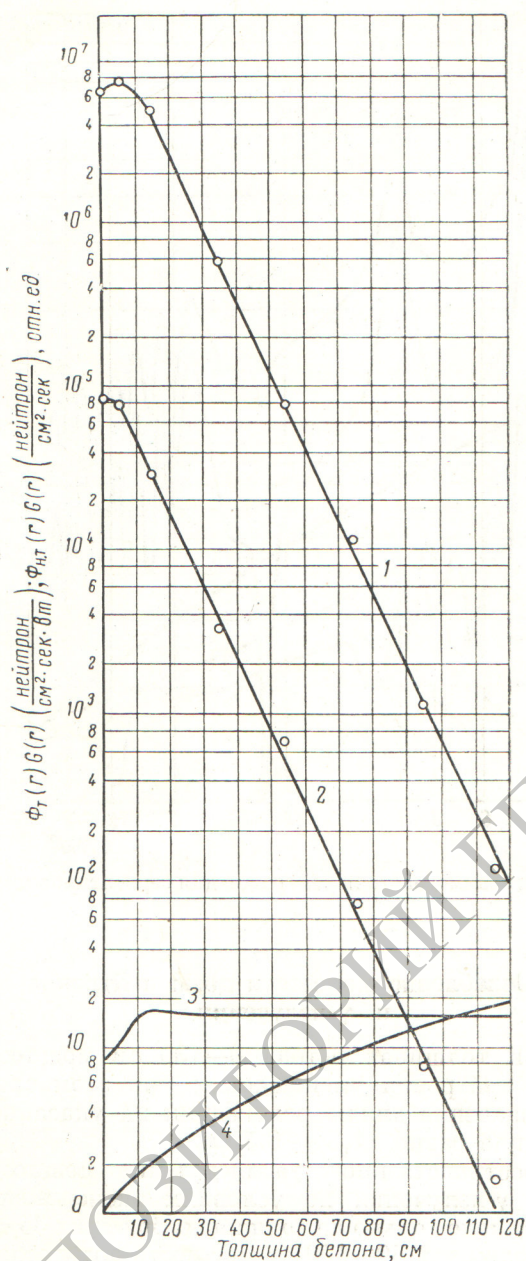


Рис. 4. Пространственное распределение тепловых 1, надтепловых 2 нейтронов и кадмиевое отношение 3 в серпентиновом бетоне (4 — поправка на геометрическое ослабление потока).

лучено, что $\lambda_{б.н} = 11$ см ($E > 3$ Мэв). Для серпентинового бетона эта величина равна 10,9 см. Если учесть, что объемный вес строительного бетона 2,4 т/м³, а серпентинового 2,2 т/м³, то защитные свойства последнего по отношению к быстрым нейтронам получаются

несколько выше. Можно также сравнить защитные свойства бетонов на серпентиновом и лимонитовом заполнителях. Результаты исследования лимонитового бетона с объемным весом 2,7 т/м³ приведены в работе [11]; длина релаксации для быстрых нейтронов равна примерно 9 см. Так как химические составы обоих бетонов мало различаются, то можно полагать, что длина релаксации нейтронов примерно обратно пропорциональна плотности бетона; в этом случае защитные свойства бетонов совпадают.

Известно [12], что сечения выведения для элементов со средними атомными весами слабо изменяются с увеличением энергии нейтронов. Поскольку исследованный серпентиновый бетон в основном состоит из таких элементов, то полученный результат качественно согласуется с данными работы [12]. Действительно, основной вклад в величину сечения выведения бетона вносят кислород (0,036 см⁻¹), магний (0,01 см⁻¹) и кремний (0,011 см⁻¹) — элементы со средними атомными весами. Зависимость же сечения от энергии нейтронов определяют водород и эти элементы. Сечение водорода в диапазоне энергий нейтронов 1–10 Мэв хотя и существенно изменяется (уменьшается), но это в значительной мере компенсируется сечениями других составляющих бетона.

С точки зрения ослабления γ -излучения состав серпентинового бетона не отличается от состава обычного строительного бетона. В работе [11] сообщается, что в обычном бетоне длина релаксации потока γ -квантов из активной зоны водо-водяного реактора равна 13 см. Если учесть разницу в объемных весах бетонов, то полученное значение длины релаксации мощности дозы γ -излучения в серпентиновом бетоне хорошо согласуется с данными работы [11]. То же самое можно сказать и о результатах сравнения длин релаксации γ -излучения в серпентиновом и лимонитовом бетонах, а также в бетонах других составов [13].

Таким образом, результаты экспериментов показали, что защитные свойства серпентинового бетона с объемным весом 2,2 т/м³ по отношению к нейтронам несколько лучше, чем у лимонитового бетона, а по отношению к γ -излучению они такие же, и, поскольку химический состав бетона изменяется только при температуре выше 480° С, его можно рекомендовать для использования в биологической защите ядерных энергетических установок по крайней мере до 450° С.

Авторы благодарят коллектив сотрудников, обслуживающих реактор: В. П. Жаркова за помощь в проведении экспериментов, Т. В. Ручьеву за помощь в обработке результатов; авторы также признательны В. М. Исакову, А. П. Кулаеву, В. Г. Петрову, А. Т. Рогачеву, участвовавшим в проведении измерений.

Поступила в Редакцию 20/II 1964 г.
В окончательной редакции 18/V 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Указания по проектированию бетонных и железобетонных конструкций из специальных (тяжелых и гидратных) бетонов, М., НИИЖБ АСА СССР, 1959.
2. И. А. Аршинов. В сб. «Вопросы физики защиты реакторов». М., Госатомиздат, 1963, стр. 337.
3. H. Hangerford. Nucl. Sci. and Engng, 6, 396 (1955).

4. А. Н. Комаровский. Строительство ядерных установок. М.—Л., Госэнергоиздат, 1961.
5. В. Н. Аваев и др. «Атомная энергия», 15, 17 (1963).
6. В. Н. Аваев и др. В сб. «Вопросы физики защиты реакторов». М., Госатомиздат, 1963, стр. 270.
7. Ю. А. Егоров, Ю. В. Панкратьев. Там же, стр. 304.
8. А. П. Веселкин и др. «Атомная энергия», 16, 32 (1964).
9. Х. Д. Андросенко, Г. Н. Смиренин. «Приборы и техника эксперимента», № 5, 64 (1962).
10. Ю. А. Егоров, Е. А. Панов. «Приборы и техника эксперимента», № 4, 57 (1961).
11. В. С. Дикарев и др. «Атомная энергия», 1, 136 (1956).
12. Б. И. Синицын, С. Г. Цыцян. «Атомная энергия», 12, 306 (1962).
13. В. Н. Аваев и др. В сб. «Вопросы физики защиты реакторов». М., Госатомиздат, 1963, стр. 193.



УДК 621.039.512.4

Изучение процесса замедления нейтронов в бериллии и окиси бериллия импульсным методом

И. Ф. Жезерун

Измерено время замедления нейтронов до энергий 1,46; 0,3; 0,178 и 0,0976 эв, а также время термализации ниже энергии ~ 0,1 эв. Получено временное распределение замедляющихся нейтронов при энергии 0,3 эв. Измерения дали возможность вычислить поправку на дозамедление нейтронов в интервале энергий ниже 1,46 эв и получить квадрат длины замедления нейтронов деления до различных энергий вблизи тепловой области.

Квадрат длины замедления L_f^2 для большинства используемых в ядерной технике замедлителей измерен до энергии 1,46 эв (резонанс индия). Поправка на замедление нейтронов до тепловой энергии вводится расчетным путем и обычно содержит существенную неопределенность, связанную в основном с незнанием средней логарифмической потери энергии ξ в этой области. Измерение же L_f^2 до более низких энергий выполнено только для окиси бериллия до 0,3 эв (резонанс Pu^{239}) [1].

Время замедления нейтронов и его флуктуация теоретически изучались в ряде работ [2—6]. Интересные результаты приведены в работе И. Г. Дядькина и Э. П. Баталиной [7], которые рассматривали временную зависимость пространственно-энергетического

распределения нейтронов $N(r, u, t)$ от импульсного источника, имеющих начальную скорость v_0 . Они получили, что при расстояниях от источника $r \leq \lambda u \beta$ (λ — длина рассеяния; u — летаргия; β — константа порядка единицы)

$$N(r, u, t) = \frac{\xi v}{\lambda} N_{ст}(r, u) N_0(u, t) [1 + \varepsilon(r, u, t)], \quad (1)$$

т. е. является произведением пространственно-энергетического (стационарного) распределения $N_{ст}(r, u)$ на энергетически-временное распределение $N_0(u, t)$, где

$$N_0(u, t) = \frac{\left(1 - \frac{v}{v_0}\right)^{\frac{2}{\xi} - 1}}{\xi} \cdot \frac{\left(\frac{vt}{\lambda}\right)^{\frac{2}{\xi}} e^{-\frac{vt}{\lambda}}}{\Gamma\left(1 + \frac{2}{\xi}\right)} \quad (2)$$

при $t > \frac{\lambda}{v_0 - v}$.

Таким образом, временное распределение нейтронов, имеющих скорость v , совпадает с пуассоновской вероятностью появления $2/\xi$ нейтронов за время t при условии, что вероятность появления нейтронов в любой момент одинакова и равна $\frac{v}{\lambda} dt$.