

2. F. Cambon, H. Remé. J. de physique, 25, 61 (1964).
3. K. Fiebiger. Z. angew. Phys., 8, 213 (1957)
4. J. Butler, C. Jossett. Phys. Rev., 108, 1473 (1957).
5. Э. Сегре. Экспериментальная ядерная физика. Т. 1. 1955, стр. 209.
6. Smithells. Metals reference book. V. 2. London, 1955, p. 544.
7. A. Fleischer et al. IEEE Nucl. Sci., 12, 3, 262 (1965).

## Угловые распределения быстрых нейтронов, выходящих из водородсодержащих сред

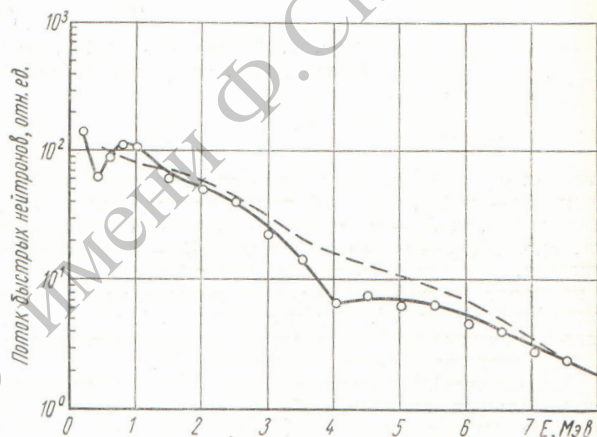
С. Ф. ДЕГТЯРЕВ, В. И. КУХТЕВИЧ, А. П. СУВОРОВ,  
В. В. ТАРАСОВ, В. К. ТИХОНОВ, С. Г. ЦЫПИН

УДК 539.425.5:539.121.72

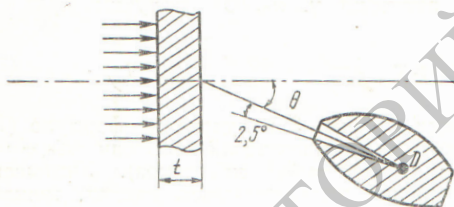
В работе [1] изучались угловые распределения быстрых нейтронов, выходящих из слоя воды толщиной 15 см, для точечного изотропного источника с начальной энергией  $E = 3,5$  Мэв, расположенного на поверхности защитного барьера. Кроме того, известны две работы, в которых исследовались угловые распределения мощности дозы быстрых нейтронов, выходящих из слоя полиэтилена толщиной 7,5—38 см [2] и из слоя гидрида лития толщиной 20 см [3]. В этих работах в качестве источника нейтронов использовался коллимированный пучок нейтронов диаметром 15 см, выходящий из ядерного реактора BSR.

В настоящей работе приведены результаты экспериментов по угловым распределениям потока (мощности дозы) быстрых нейтронов с энергией  $E \geq 0,7$  Мэв, выходящих из пластин гидрида лития плотностью  $0,5$  г/см<sup>3</sup> и толщиной 15, 30, 45 и 60 см и из слоев воды толщиной 15 и 45 см. Источником излучения служил коллимированный пучок нейтронов (плоский мононаправленный источник). Схема эксперимента показана на рис. 1. Спектр нейтронов источника представлен на рис. 2\*, на этом же рисунке приведен спектр реактора BSR [4].

распределения потока (мощности дозы) быстрых нейтронов, выходящих из пластин гидрида лития раз-

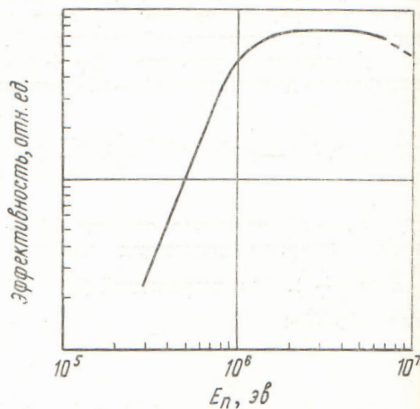


Р и с. 2. Спектры нейтронов реактора BSR (— — —) и источника (—).



Р и с. 1. Схема эксперимента.

Как видно из рис. 1, детектор нейтронов помещался внутрь коллимирующего устройства. При измерении фона использовалась дополнительная ступенчатая защита, состоящая из смеси парафина с карбидом бора общей толщиной 150 см. Эта защита помещалась непосредственно в канал коллиматора. Измерения проводились для углов  $\theta = 0 \div 55^\circ$ . Нейтроны регистрировались сцинтилляционным детектором быстрых нейтронов, состоящим из плексигласовой таблетки с примесью ZnS(Ag), укрепленной на торце ФЭУ-52. Диаметр таблетки 80 мм, толщина 7 мм. Кривая чувствительности детектора приведена на рис. 3\*\*. Угловые



Р и с. 3. Зависимость эффективности счета детектора ZnS(Ag) от начальной энергии нейтронов.

\* Данные Л. А. Трыкова.

\*\* Данные С. Ф. Дегтярева, В. И. Кухтевича, В. В. Тарасова.

личной толщины, представлены на рис. 4. Видно, что для углов  $\theta \geq 10^\circ$  изменение толщины пластин слабо влияет на форму угловых распределений. В диапа-



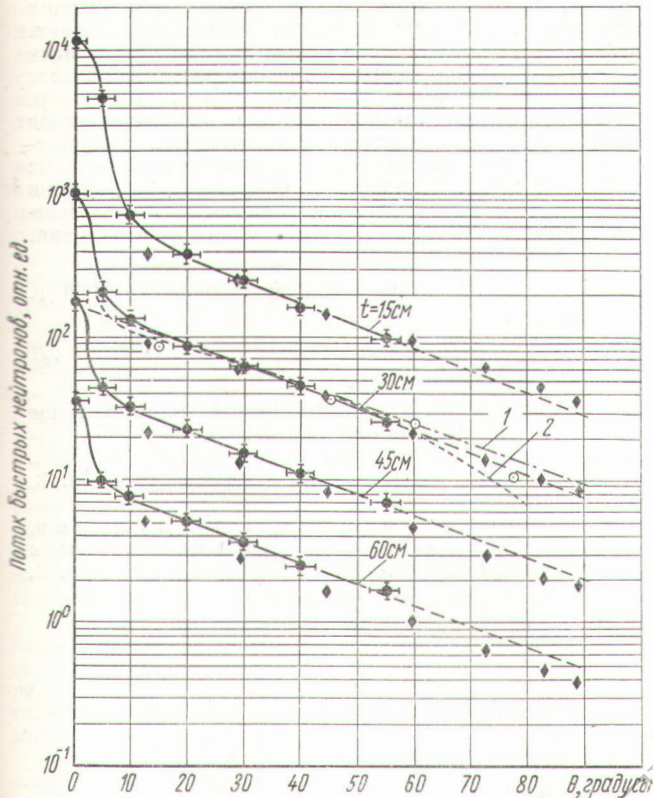


Рис. 4. Угловые распределения потока быстрых нейтронов, выходящих из гидрида лития ( $\rho = 0,5 \text{ г/см}^3$ ):

● — экспериментальные данные настоящей работы; ◆ — расчет методом матрицы пропускания; ○ — экспериментальные данные работы [3]; 1 — расчет методом Монте-Карло [3]; 2 — расчет методом «последнего рассеяния» [3].

зоне углов  $\theta \leq 0 \div 10^\circ$  в потоке нейтронов имеется резко выраженный пик, обусловленный в основном нерассеянными нейтронами. С увеличением толщины пластин из гидрида лития высота и ширина этого пика уменьшается, что, естественно, связано с ростом доли рассеянных нейтронов. Как следует из рис. 4, угловое распределение потока рассеянных нейтронов может быть аппроксимировано выражением

$$\frac{d\Phi}{d\Omega}(\theta, t, E) = C(t, E) e^{-\theta/\theta_0(E)}, \quad (1)$$

где  $\theta$  — угол между нормалью к поверхности исследуемого образца и направлением оси коллиматора детектора на детектор;  $t$  — толщина защитного барьера;  $\theta_0$  — константа, зависящая в общем случае от энергии нейтронов, для данного спектра налетающих нейтронов и для всех измеренных толщин гидрида лития  $\theta_0 = (28 \pm 2)^\circ$ . Величина коэффициента  $C(E, t)$  может быть определена из выражения

$$\Phi_p = (B-1) \Phi_{нр} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} C(E, t) e^{\theta/\theta_0} \sin \theta d\theta, \quad (2)$$

поскольку полный поток рассеянного излучения  $\Phi_p$  равен фактору накопления без единицы, умноженному

на поток нерассеянного излучения  $\Phi_{нр}$ . Приняв  $\Phi_{нр} = 1$ , получим

$$\frac{d\Phi}{d\Omega}(E, t, \theta) = \frac{(B-1) \left(1 + \frac{1}{\theta_0^2}\right) e^{\theta/\theta_0}}{2\pi \left(1 - \frac{1}{\theta_0} e^{\pi/2\theta_0}\right)}. \quad (3)$$

На рис. 4 для сравнения приведены результаты настоящей работы и данные работы [3]. Сравнение проведено для пластин гидрида лития толщиной 30 см и плотностью  $0,5 \text{ г/см}^3$ . Наблюдается удовлетворительное согласие сравниваемых результатов; максимальное различие для угла  $\theta = 15^\circ$  составляет  $\sim 20\%$ . Кривая 1 (см. рис. 4) представляет собой результат расчета методом Монте-Карло угловых распределений быстрых нейтронов реактора БСР, выходящих из пластины гидрида лития толщиной 20 см. Кривая 2 иллюстрирует результат расчета угловых распределений в приближении «последнего рассеяния». При этом приближении предполагается, что в детектор, расположенный под углом  $\theta$  к нормали, попадают только те нейтроны, которые рассеяны именно под этим углом, т. е. не учитываются нейтроны, испытавшие несколько соударений. Ясно, что при больших углах  $\theta$ , когда вклад многократнорассеянных нейтронов относительно велик, приближение последнего рассеяния занимает поток нейтронов, что и видно на рис. 4. Однако до углов  $\theta \leq 60^\circ$  это приближение с точностью 10–15% правильно описывает форму углового распределения рассеянных нейтронов. К сожалению, в работе [3] не приведены погрешности экспериментов и расчетов.

На рис. 4 представлены также результаты расчетов многогрупповым методом «матрицы пропускания»

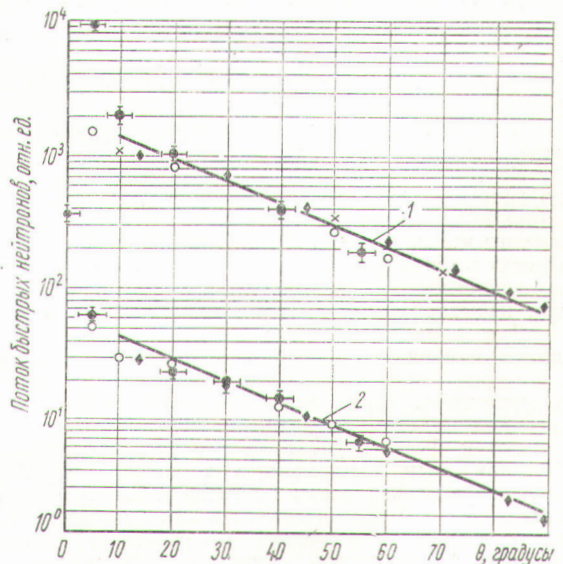


Рис. 5. Угловые распределения потока быстрых нейтронов, выходящих из воды и других водородсодержащих сред:

1, 2 — данные для толщины защиты из воды 15 и 45 см соответственно; ● — экспериментальные данные (вода); ◆ — расчет методом матрицы пропускания (вода); ○ — мощность дозы за полиэтиленом [2]; × — мощность дозы за полиэтиленом, данные И. В. Горячева и др.; — — экспериментальные данные настоящей работы для гидрида лития.



(программа Р.О.З.), описанным в работе [5]. Рассчитаны угловые и энергетические распределения потока нейтронов за пластинами из гидрида лития различной толщины для случая плоского мононаправленного источника со спектром, показанным на рис. 2. Для сравнения с экспериментом результаты расчетов умножались на эффективность детектора. В расчете учитывалось, что для уменьшения  $\gamma$ -фона перед блоком из гидрида лития (или воды) ставился свинец толщиной 2,5 см.

На рис. 5 показаны угловые распределения потока быстрых нейтронов с энергией  $E > 0,7$  Мэв, выходящих из слоев воды толщиной 15 и 45 см, а также результаты расчетов для воды методом матрицы пропускания. Экспериментальные и расчетные данные нормированы при  $\theta = 30^\circ$  для толщины слоя воды 15 см. Как видно из рисунка, наблюдается неплохое согласие расчета и эксперимента. На этом же рисунке приведены результаты экспериментов работы [2], угловые распределения мощности дозы нейтронов за барьером из полиэтилена\*, а также экспериментальные данные настоящей работы для гидрида лития. Сопоставление угловых распределений быстрых ней-

тронов, выходящих из таких водородсодержащих материалов, как гидрид лития, вода и полиэтилен, показывает, что угловые распределения для этих материалов различаются мало, за исключением области очень малых и очень больших углов. Например, в случае гидрида лития и воды в интервале углов  $\theta = 20 \div 60^\circ$  различие в форме угловых распределений не выходит за пределы ошибок, 10—20%; для углов же  $\theta$ , больших  $60^\circ$  и меньших  $20^\circ$ , потоки быстрых нейтронов, выходящих из воды, для соответствующих углов меньше, чем в случае гидрида лития, в 1,2—1,3 раза.

Поступило в Редакцию 5/VI 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Дулин и др. «Атомная энергия», 17, 486 (1964).
2. R. Henry et al. Transactions ANS, 7, 40 (June 1964).
3. R. French. Nuclear Sci. and Engng, 23, 28 (1965).
4. R. French, J. Eggen. Nucleonics, 18, No. 3, 117 (1960).
5. Т. А. Гермогенова, А. П. Суворов, В. А. Уткин. В сб. «Вопросы физики защиты реакторов». Под ред. Д. Л. Бродера и др. Вып. 2. М., Атомиздат, 1966. стр. 18.

\* Данные И. В. Горячева, В. И. Кухтевича, Л. А. Трыкова.

Прохождение быстрых нейтронов через толстые слои гидрида лития

Г. М. БОЗИН, С. Ф. ДЕГТЯРЕВ, В. И. КУХТЕВИЧ, Б. И. СИНИЦЫН, В. Б. СТАРОВОЕРОВ, В. К. ТИХОНОВ, С. Г. ЦЫЛИН

УДК 539.125.5:539.121.72

В работе экспериментально исследовалось ослабление потока (мощности дозы) быстрых нейтронов в гидриде лития плотностью 0,5 г/см<sup>3</sup>.

Использовался плоский мононаправленный источник нейтронов со спектром [1].

Исследуемая защита представляла собой блоки из гидрида лития с каналами для детектора. Пустые каналы во время измерений закрывались пробками из того же материала. Поперечные размеры защитных блоков выбирались с таким расчетом, чтобы детектор, помещенный внутрь защиты, находился в условиях так называемой бесконечной геометрии.

Для определения фактора накопления в гидриде лития измерялись ослабления нейтронов в хорошей геометрии при тщательной коллимации источника и детектора. Для этих измерений использовались образцы из гидрида лития диаметром 5,5 см.

Поток быстрых нейтронов регистрировался сцинтилляционным счетчиком с таблеткой из ZnS(Ag) в смеси с ялексигласом (диаметр таблетки 4 см, толщина 0,4 см). Чувствительность этого детектора в зависимости от энергии приведена в работе [1]. Для определения эффективного энергетического порога детектора использовалось несколько спектров нейтронов, которые формируются в водородсодержащих средах при спектрах падающих нейтронов, близких к спектру нейтронов деления. Проведенные оценки по методу, предложенному в работе [2], показали, что эффективный энергетический порог регистрации счетчика ZnS(Ag) для гидрида лития близок к 0,7 Мэв.

На рис. 1 приведены данные по ослаблению потока быстрых нейтронов в условиях плохой (широкой) и хорошей (узкой) геометрии в гидриде лития. На этом же рисунке приведены результаты расчетов.

Расчет в условиях узкой геометрии проводился по полному сечению лития  $\Sigma_t^{Li}$  и водорода  $\Sigma_t^H$  с учетом спектрального распределения падающих нейтронов  $S(E)$  и зависимости эффективности детектора  $\epsilon(E)$  от энергии по формуле

$$\Phi_{узк}(R) = \int_0^\infty S(E) \epsilon(E) e^{-(\Sigma_t^H + \Sigma_t^{Li})R} dE, \quad (1)$$

где  $R$  — толщина защиты из гидрида лития.

Расчет ослабления потока быстрых нейтронов в гидриде лития для падающего спектра нейтронов  $S(E)$  от плоского мононаправленного источника в условиях широкой геометрии проводился по методике, описанной в работе [3]:

$$\Phi(R) = \int_0^\infty S(E) \epsilon(E) e^{-\Sigma_t^H(E)R} [1 + \Sigma_t^H(E)R] e^{-k \Sigma_t^{Li}(E)R} dE, \quad (2)$$

где  $k = 0,6$  — эмпирический коэффициент, связывающий сечение выведения с полным сечением при непрерывных спектрах падающих нейтронов.