

щения исследуемого γ -кванта в кристалле; μ_f — относительная вероятность фотоэффекта для исследуемого γ -кванта; g — коэффициент, учитывающий самопоглощение исследуемого излучения в образце; R — кадмиевое отношение для исследуемого изотопа в точке облучения.

Образцы из U^{238} и золота (или из Th^{232} и золота) облучали в одном и том же нейтронном потоке в течение одного и того же интервала времени. Размеры всех образцов и геометрия измерений были одинаковыми. Измерения проводились с кристаллом $NaI(Tl)$ размером 40×40 мм, что обеспечивало 100%-ную эффективность регистрации всех исследовавшихся γ -излучений.

Энергия всех указанных γ -линий настолько мала, что практически все их взаимодействия с веществом кристалла сводятся к фотоэффекту, т. е. $\mu_f = 1$. С учетом сказанного отношение интенсивностей любых двух из исследовавшихся линий может быть записано следующим образом:

$$\frac{J_1}{J_2} = B \frac{N_1 \left(1 - \frac{1}{R_1}\right) \alpha_1 g_1}{N_2 \left(1 - \frac{1}{R_2}\right) \alpha_2 g_2},$$

где

$$B = \frac{\sigma_{th1} (1 - e^{-\lambda_1 t})}{\sigma_{th2} (1 - e^{-\lambda_2 t})}.$$

Значения σ_{th} были взяты из работы [6], λ — из работы [1]. Химический состав образцов исследовался путем химического и спектрального анализов. Примеси, обнаруженные в результате анализов, не могли создать заметного фона, что было подтверждено результатами измерений; посторонних γ -излучений, изменяющихся во времени, в опыте обнаружено не было. В урановых образцах концентрация U^{235} была в 230 раз ниже, чем в природной смеси изотопов, поэтому фон осколков деления в измерениях отсутствовал.

Зная точный вес образцов, их химический состав и изотопную концентрацию, определяли N — количе-

ство атомов исследуемого изотопа в образце. Кадмиевые отношения R были определены на опыте.

Самопоглощение в ториевых, золотых и урановых образцах различно из-за различия порядковых номеров элементов и энергий исследуемых излучений, поэтому отношение J_1/J_2 определялось для бесконечно тонких образцов, для чего проводились измерения с наборами образцов разной толщины. Измеренные таким образом отношения интенсивностей линии 74 кэв U^{239} и линии 72 кэв Au^{198} , а также линии 87 кэв Th^{233} и линии 72 кэв Au^{198} позволили определить отношения абсолютных выходов этих линий урана и тория.

Если известен абсолютный выход линии 72 кэв Au^{198} , то, используя измеренные отношения, можно определить абсолютный выход линии 74 кэв U^{239} , который равен $43,5 \pm 3,0\%$, и абсолютный выход линии 87 кэв Th^{233} , равный $2,9 \pm 0,2\%$. Последняя величина согласуется с данными частного сообщения [2], согласно которым абсолютный выход линии 87 кэв Th^{233} составляет $2,7\%$.

В заключение приносим благодарность Е. Ефимову за изготовление образцов и Б. Журавлеву за помощь в измерениях.

Поступило в Редакцию 24/VI 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. С. Делепов и др. Схемы распада радиоактивных ядер. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1963.
2. D. Straßminger, J. Hollander, G. Seaborg. *Rev. Mod. Phys.*, 30, 2 (1958).
3. G. Nijgh et al. *Nuclear Spectroscopy Tables*. North-Holland Publishing Company. Amsterdam, 1959.
4. В. О. Вяземский и др. Сцинтилляционный метод в радиометрии. М., Госатомиздат, 1961.
5. Бета- и гамма-спектроскопия. Под ред. К. Зигбана. М., Физматгиз, 1959.
6. D. Hughes, R. Schwartz. *Neutron Cross Sections*. BNL, N. Y., 1959.

УДК 539.125.52

Пространственное распределение нейтронов с энергией 3 и 15 Мэв в бериллии

С. П. Белов, В. А. Дулин, Ю. А. Казанский, С. Г. Цыпин

Отражатель реактора является существенным элементом защиты, поскольку он оказывает большое влияние на формирование спектра нейтронов, входящих в защиту. В качестве материала для отражателей часто используется бериллий, обладающий хорошей замедляющей способностью и малым сечением поглощения нейтронов. Механические и теплохимические свойства бериллия также удовлетворяют требованиям, предъявляемым к отражателям.

С целью выяснения защитных свойств бериллия были проведены измерения пространственного распределения нейтронов с начальной энергией 3 и 15 Мэв. В качестве источников нейтронов использовались реакции $H^2 (H^2, n) He^3$ и $H^3 (H^2, n) He^4$. Мишень электростатического генератора вводилась внутри призмы размером $80 \times 88 \times 112$ см, собранной из кубиков металли-

ческого бериллия со стороной 4 см, на глубину 30 см от переднего края призмы. Общий вес призмы 1358 кг, средняя плотность $1,72 \pm 0,02$ г/см³. При измерениях с нейтронами энергии 3 Мэв использовались камеры деления с U^{235} и Th^{232} ; для нейтронов с энергией 15 Мэв кроме камер использовались пороговые индикаторы, энергетический порог которых приводится ниже:

Индикатор	$P^{31} (n, p)$	$Al^{27} (n, p)$	$Si^{28} (n, p)$	$Al^{27} (n, \alpha)$
Эффективный энергетический порог, Мэв	3	5	5	~7

Пороговые индикаторы помещали в кадмиевые чехлы толщиной 0,8 мм. Поскольку Th^{232} содержит некоторую

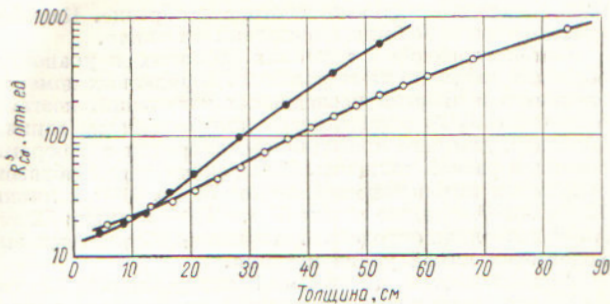


Рис. 1. Кадмиевое отношение в бериллии для камеры деления с U^{235} при энергии нейтронов:

● — 3 Мэв; ○ — 15 Мэв.

примесь U^{235} , а спектр нейтронов в бериллии содержит много мягких нейтронов, особенно на больших расстояниях, то число отсчетов камеры с Th^{232} в кадмиевом чехле умножалось на величину

$$A = \frac{R_{Cd}^5 - R_{Cd}^2}{R_{Cd}^5 - 1},$$

где R_{Cd}^5 и R_{Cd}^2 — кадмиевое отношение для камеры с U^{235} и Th^{232} соответственно. Кадмиевые отношения для камеры деления с U^{235} приведены на рис. 1. Величина A определялась экспериментально для всех расстояний и при энергии нейтронов 3 Мэв на расстоянии 20 см была равна 0,63, а при 15 Мэв на расстоянии 52 см — 0,73.

Кривые ослабления нейтронов приведены на рис. 2. Из кривых ослабления нейтронов с энергией 15 Мэв видно, что с увеличением пороговой энергии детектора накопление рассеянных нейтронов (подъем кривой ослабления при малых толщинах) уменьшается.

По измерениям с камерой деления с Th^{232} для толщин более 40 см длина релаксации равна 11 см и близка к транспортной длине ($\lambda_{tr} = 10,6 \pm 0,5$ см), вычисленной по данным работы [1]. Длина релаксации нейтронов с энергией 3 Мэв для толщин 5–20 см по измерениям с камерой деления с Th^{232} равна 8 см. При этих толщинах ход кривой ослабления хорошо согласуется с дозой кривой ослабления спектра деления, вычисленной в работе [2] (см. сплошную линию на рис. 2 внизу). Следует отметить, что длина релаксации, определенная по той же кривой ослабления [2], для толщин более 50 см составляет 7,3–7,4 см.

Данные работ [3] и настоящей указывают на близость величин длин релаксации, вычисленных по кривым ослабления моноэнергетических нейтронов для пороговых реакций, к величинам λ_{tr} для начальной энергии нейтронов. Интересным является тот факт, что длина релаксации нейтронов с энергией 3 Мэв, вычисленная по кривой ослабления для камеры деления с Th^{232} в бериллии, существенно отличается от $\lambda_{tr} = 4,5$ см, оцененной по данным [4, 5]. Последнее, по-

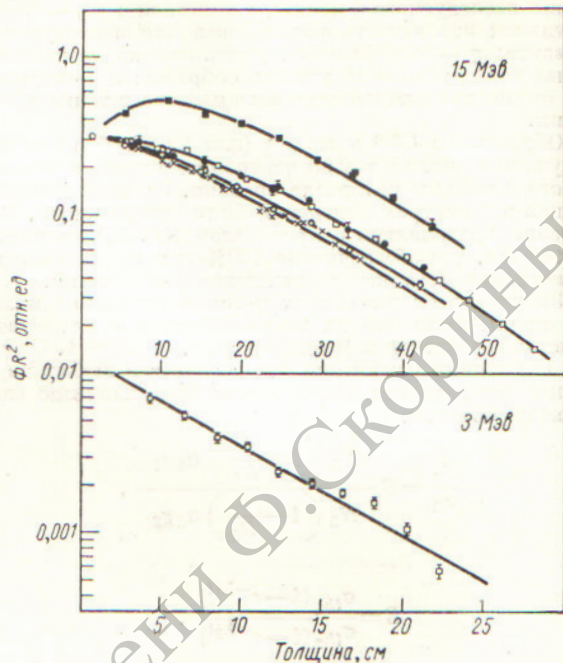


Рис. 2. Пространственные распределения нейтронов с энергией 3 и 15 Мэв в бериллии, измеренные различными детекторами:

■ — $p_{31}(n, p)$ Si31; ● — $Al^{27}(n, p)$ Mg27; ○ — $Al^{27}(n, \alpha)$ Na24; × — $Si^{28}(n, p)$ Al28; □ — камера деления с Th^{232} .

видимому, связано с большими нерегулярностями в полном сечении бериллия в энергетической области 1,5–3 Мэв.

Авторы признательны В. В. Орлову за обсуждение результатов работы, а также Н. Д. Лопата, В. Ф. Башмакову, А. Н. Николаеву и В. И. Попову за помощь при измерениях.

Поступило в Редакцию 2/1 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Nakada et al. Phys. Rev., 110, 1439 (1958).
2. H. Goldstein. Fundamental Aspects of Reactor Shielding. USA, Addison — Wesley Publ. Co., 1959.
3. С. П. Белов и др. «Атомная энергия», 6, 663 (1959).
4. D. Hughes, J. Harvey. Neutron Cross Sections, USA, BNL, 1958.
5. M. Goldberg, V. May, J. Stehn. Angular Distribution in Neutron-Induced Reactions. V. 1, USAEC, BNL-400, 1962.